Série A, n° 3962.
N° d'ordre : 4813.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Odette SALVADOR

Première Thèse

« Contribution à l'étude du rayonnement terrestre au voisinage du sol dans les régions subtropicales »

Deuxième Thèse

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 12 octobre 1962 devant la Commission d'examen

MM. QUENEY ..... *Président.*
BRICARD ..... } *Examinateurs.*
AMAT ..... }
MASSON ..... (invité).

Série A, n° 3962.
N° d'ordre : 4813.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Odette SALVADOR

Première Thèse

« Contribution à l'étude du rayonnement terrestre au voisinage du sol dans les régions subtropicales »

Deuxième Thèse

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 12 octobre 1962 devant la Commission d'examen

MM.	QUENEY	*Président.*
	BRICARD	*Examinateurs.*
	AMAT	
	MASSON	(invité).

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie Générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mlle COUSIN	T	Biologie Animale (SPCN)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie SPCN et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Vég. (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des Fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (SPCN)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie et Cristallog.
J.P. MATHIEU	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Végétale marine
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutri.
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Applic. de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie Comp.
FIRESMANN	T	Topologie Algébrique
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Tech. Mathém. de la Phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratig.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique géné.
BRUSSET	T	Chimie systématique
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biologie Végétale (PCB)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécan. théorique des Fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathém. (Agrégation)
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER	T	Physiologie comparée
CAMUS	T	Physiologie Vég. BMPV
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralo. et Cristallog.
MOYSE	T	Physiologie Végé. (Orsay)
NOIROT	T	Evolution des Etres Org.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique
TEILLAC	T	Physique Nucl. et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie Physico-chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches Physiques
GUINOCHET	T	Biol. Vég. SPCN (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN	T	Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques Géné. Orsay
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie Physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
BRICART	T	Météorologie et phys. de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie
FRIEDEL		Physique des Solides (Ors)
M. JULIA		Etudes des Moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biol. Animale (SPCN) Orsay
MAGAT		Physico-chimie des radio-éléments
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATELET M.	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay)
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.
MICHEL L.		Phys. Théor. des Htes Energies (Orsay)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay)
BERTEIN	T	Electronique (Orsay)
BOUISSIERES		Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et Méc. Physique
ELLENBERGER	T	Géologie appli. s/le terr.
FRANC		Biol. Animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI		Physiologie générale
ACHER		Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN		Biologie animale P.C.B.
BEAUMONT		Biologie animale SPCN
BLAMONT	T	Géophysique Ionosphère
BOURREAU		Botanique
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA		Géologie
FREON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER	T	Physiologie végétale
TORTRAT	T	Calcul des Probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire
Mlle FOURCHOY		Biol. Végétale (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Méc. Analytique et Méc. céleste
Mlle VEIL		Physiologie Générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et Expérim.
LACOMBE	T	Métallur. des métaux Nucl.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques MPC (Orsay)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)
CAIRE		Géographie phys. et Géol. Dynamique
COMOLET	T	Mécanique des Fluides
CORABŒUF		Physiologie Animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie Animale P.C.B.
JULLIEN J.		Chimie P.C.B.
MALGRANGE	T	Tech. Math. de la Phys.
OLIVIER		Antropologie
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE		Ph sique ENS. (Orsay)

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

EITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

SOMMAIRE

AVANT-PROPOS.

INTRODUCTION.

PREMIÈRE PARTIE

CIRCULATION DANS LA BASSE TROPOSPHÈRE
ET INVERSION DE TEMPÉRATURE

CHAPITRE 1. — Généralités sur la climatologie de la région de Dakar.
CHAPITRE 2. — Etude de l'évolution saisonnière de l'inversion de température à Dakar.
CHAPITRE 3. — Comparaison des inversions de températures observées à Dakar, avec les inversions observées en d'autres stations d'Afrique.
CHAPITRE 4. — Caractères et origine des inversions examinées.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE THÉORIQUE DU RAYONNEMENT TERRESTRE

CHAPITRE 5. — Généralités.
CHAPITRE 6. — Equation de transfert pour une atmosphère absorbante et non diffusante. Fonction de transmission.
CHAPITRE 7. — Flux de rayonnement atmosphèrique.
CHAPITRE 8. — Divergence du flux de rayonnement. Refroidissement radiatif de l'atmosphère.
CHAPITRE 9. — Influence du sol sur la valeur du flux ascendant et le refroidissement radiatif de l'atmosphère.
CHAPITRE 10. — Particules et gouttelettes d'eau en suspension dans l'atmosphère. Nuages.

TROISIÈME PARTIE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

CHAPITRE 11. — Bilanmètres et radiomètres. Principe. Description. Etude théorique.
CHAPITRE 12. — Etalonnage des bilanmètres et radiomètres.
CHAPITRE 13. — Mesures au sol.
CHAPITRE 14. — Rayonnement et refroidissement de l'air au voisinage du sol.
CHAPITRE 15. — Mesures en altitude entre le sol et 2 500 mètres.

CONCLUSION.

AVANT-PROPOS

Lorsque, voici quelques années, je suis arrivée à Dakar, je me suis mise en rapport avec le laboratoire de Physique Météorologique, souhaitant travailler dans ce domaine, particulièrement intéressant en région subtropicale. J'ai entrepris à cette époque, sous la direction de Monsieur le Doyen MASSON, *des travaux concernant l'électricité atmosphérique puis le rayonnement de courte et de grande longueur d'onde.*

Par la suite, sur les conseils de Monsieur le Doyen MASSON, *je me suis adressée à Monsieur le Professeur* QUENEY *pour lui demander si mes mesures de rayonnement pourraient servir de point de départ à un travail de thèse de Doctorat. Monsieur le Professeur* QUENEY *a bien voulu s'intéresser à mes recherches et me guider dans mon travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour les sujets de recherches pleins d'intérêt qu'il m'a suggérés, pour les domaines inconnus de moi qu'il m'a fait entrevoir, pour l'aide bienveillante qu'il m'a toujours apportée.*

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Doyen MASSON. *Monsieur le Doyen* MASSON *m'a ouvert les portes de son laboratoire lorsque j'étais encore professeur au lycée; il m'a fourni ou aidé à obtenir tous les moyens matériels et tous les appuis dont j'ai disposé. Sa confiance en l'avenir, ses encouragements constants, ses conseils précieux m'ont permis de surmonter les difficultés et d'atteindre le but recherché.*

Messieurs les professeurs BRICARD *et* AMAT *ont accepté de faire partie de mon jury de thèse et m'ont aidée de toute leur expérience. Je les remercie l'un et l'autre pour l'intérêt qu'ils ont apporté à mes recherches et pour leurs remarques et leurs conseils.*

Je ne dois pas oublier tous ceux qui, à Dakar, m'ont apporté l'aide matérielle indispensable.

J'exprime d'abord ma gratitude à l'armée de l'air. C'est grâce à sa collaboration que j'ai pu réaliser la très intéressante série de mesures de rayonnement à bord d'un avion lent. Je remercie le Général de l'armée de l'air qui a accordé son autorisation, les techniciens qui ont installé les appareils à bord de l'avion, les pilotes qui ont accepté d'effectuer des vols de nuit et ont souscrit avec complaisance à toutes les exigences d'un physicien.

Une première partie de la thèse est consacrée à une étude synoptique de la basse troposphère au Sénégal. Cette étude a été possible grâce au concours des Services Météorologiques de Dakar. Je dois remercier tout particulièrement le chef de la station de radiosondages de Dakar qui, pendant près de trois ans, a mis à ma disposition ses dossiers de radiosondages et le chef du Service de Prévision de Yoff qui m'a prêté toutes les cartes météorologiques d'Afrique Occidentale dont je pouvais avoir besoin.

Enfin, je terminerai en remerçiant le personnel de l'Institut de Physique Météorologique de Hann pour sa complaisance, sa fidélité et son dévouement.

C'est grâce à tous ces efforts conjugués que ce travail a pu être mené à bien. Je souhaite qu'il puisse être utile aux chercheurs s'intéressant à la météorologie des régions subtropicales.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538114_0023

PREMIÈRE PARTIE

CIRCULATION DANS LA BASE TROPOSPHÈRE ET INVERSIONS DE TEMPÉRATURE AU VOISINAGE DU SOL

Cette première partie est consacrée à l'étude climatologique de la basse troposphère dans la région de Dakar.

On rappelle d'abord rapidement l'évolution annuelle des données aérologiques concernant l'ensemble de la troposphère au Sénégal. On insiste en particulier sur le régime des vents et sur les courants aériens de basse altitude.

L'étude qui suit se rapporte aux 2 ou 3 premiers kilomètres de l'atmosphère. C'est donc à l'étude des basses couches de l'atmosphère qu'on s'est attaché. Le caractère dominant de la basse atmosphère étant la présence quasi permanente d'une inversion de température, c'est l'étude de cette inversion de température qui est l'objet essentiel de cette première partie. On rappelle qu'on dénomme couche d'inversion, une couche d'air dans laquelle la température croît avec l'altitude au lieu de suivre sa loi de décroissance normale. On a examiné l'évolution saisonnière de cette couche d'inversion, ses relations avec les courants aériens, et ses rapports avec l'inversion subtropicale.

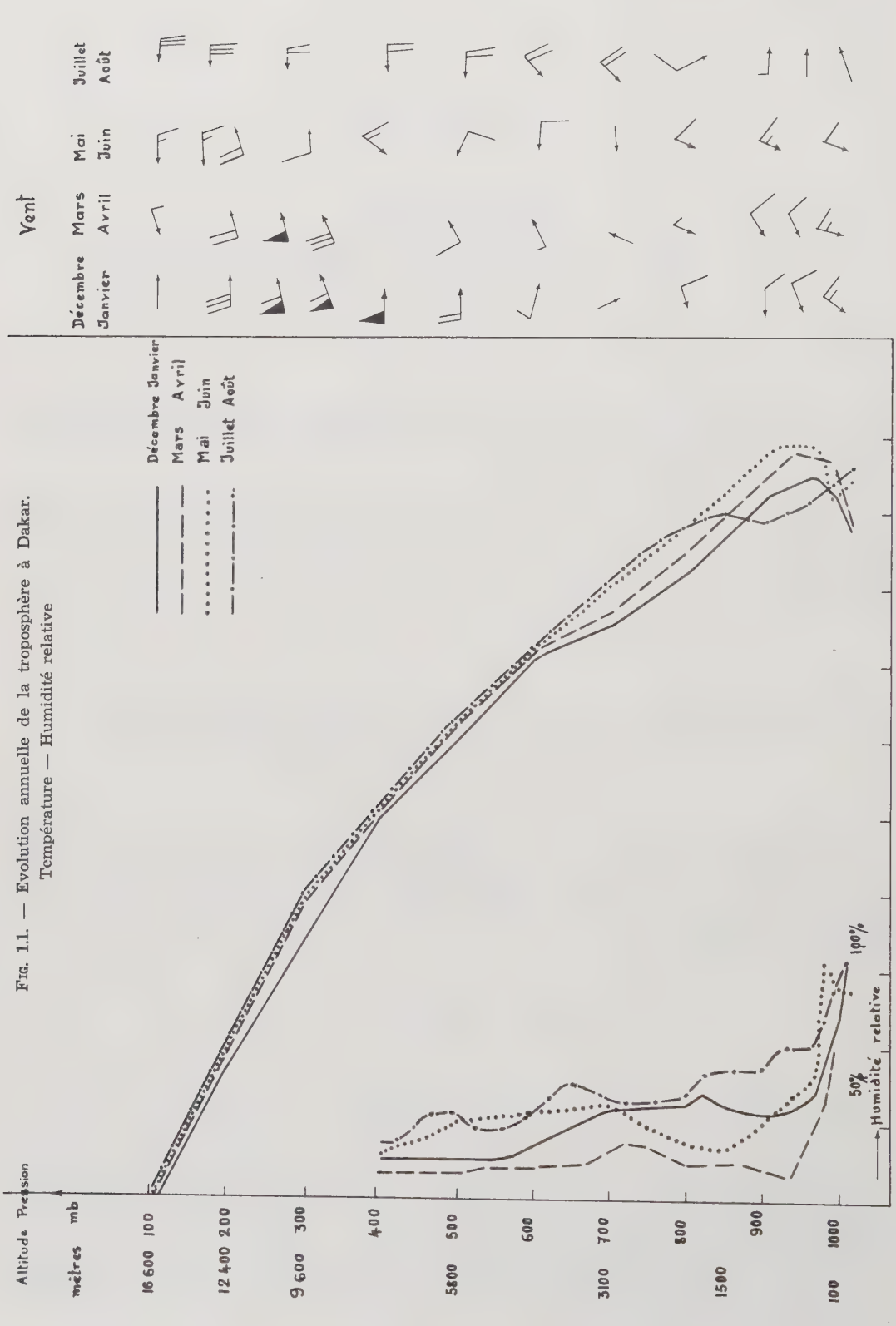


Fig. 1.1. — Evolution annuelle de la troposphère à Dakar.
Température — Humidité relative

1.1.2. — *Régime des vents*

A) *En basse altitude*

Il y a au Sénégal, trois grands courants aériens : l'alizé, l'harmattan et la mousson.

Dans l'alizé et l'harmattan, le mouvement général de l'air est un mouvement descendant. La mousson, au contraire est un flux ascendant.

L'alizé et un courant dirigé par les anticyclones atlantiques. Il vient du Nord-Est ou du Nord et amène de l'air tropical maritime frais et humide. Il souffle de novembre à Juin sur les côtes d'Afrique Occidentale, et Dakar se situe à peu près à sa limite méridionale. Dans l'intérieur du continent, il ne descend guère au-dessous du 16e parallèle.

L'harmattan et un courant dirigé par l'anticyclone saharien. Il vient de l'Est ou du Nord-Est, et amène de l'air tropical chaud et sec. A l'intérieur du Sénégal, il est bien établi de novembre à mars. Sur la côte Atlantique, il se trouve en conflit avec l'alizé. Il peut refouler l'alizé, ou passer au-dessus de l'alizé.

La mousson soufflant de l'Ouest ou du Sud-Ouest, se fait sentir de la fin juin au début d'octobre. Dakar se situe vers la limite septentrionale de la mousson. Aussi, on a rarement de longues périodes de mousson permanente. La période de mousson est coupée par des périodes de vents du Nord ou du Nord-Ouest (qui d'après certains auteurs sont encore des alizés déviés vers l'Ouest), ou par des périodes de vents d'Est qui se produisent lorsque les vents d'Est équatoriaux, qui occupent la majeure partie de la troposphère, descendent jusqu'au sol en refoulant la mousson. Ces retours du vent d'Est au sol s'accompagnent souvent de tornades, dans les premiers mois de la saison de pluies tout au moins. De toutes façons (sauf bien entendu au moment des tornades), la vitesse du vent au sol est faible (2 m par seconde en moyenne); souvent même le calme est complet.

B) *En moyenne et haute altitude*

Le régime des vents présente en première approximation, des caractères très nets (figure 1.1).

De juillet à octobre.

Le vent d'Est envahit toute la troposphère à partir de 2 000 mètres et jusqu'à une altitude supérieure à 20 kilomètres.

Alors que les vents de basse altitude sont faibles, le vent d'Est commence à prendre une certaine force à partir de 3 000 mètres et sa vitesse va en augmentant jusqu'à 20 kilomètres.

A Dakar, c'est dans la deuxième quinzaine d'octobre qu'apparaissent en altitude, entre 7 000 et 15 000 mètres, les premiers vents d'Ouest. En même temps le courant d'Est se rapproche du sol.

A partir de novembre.

Les vents d'Ouest augmentent de vitesse, et s'étendent de plus en plus entre 4 000 et 20 000 mètres. Les grands jets d'Ouest apparaissent à la latitude de Dakar, en novembre. Ils atteignent leur force maximum vers 12 000 mètres et, c'est en décembre que sont notées les plus grandes vitesses.

La zone située entre 1 500 mètres et 4 000 mètres est relativement calme. Vers la fin de novembre, l'alizé s'établit sur la côte Atlantique, et la couche de vent d'Est, entre l'alizé et les vents d'Ouest, s'amenuise et disparaît complètement pendant une partie de

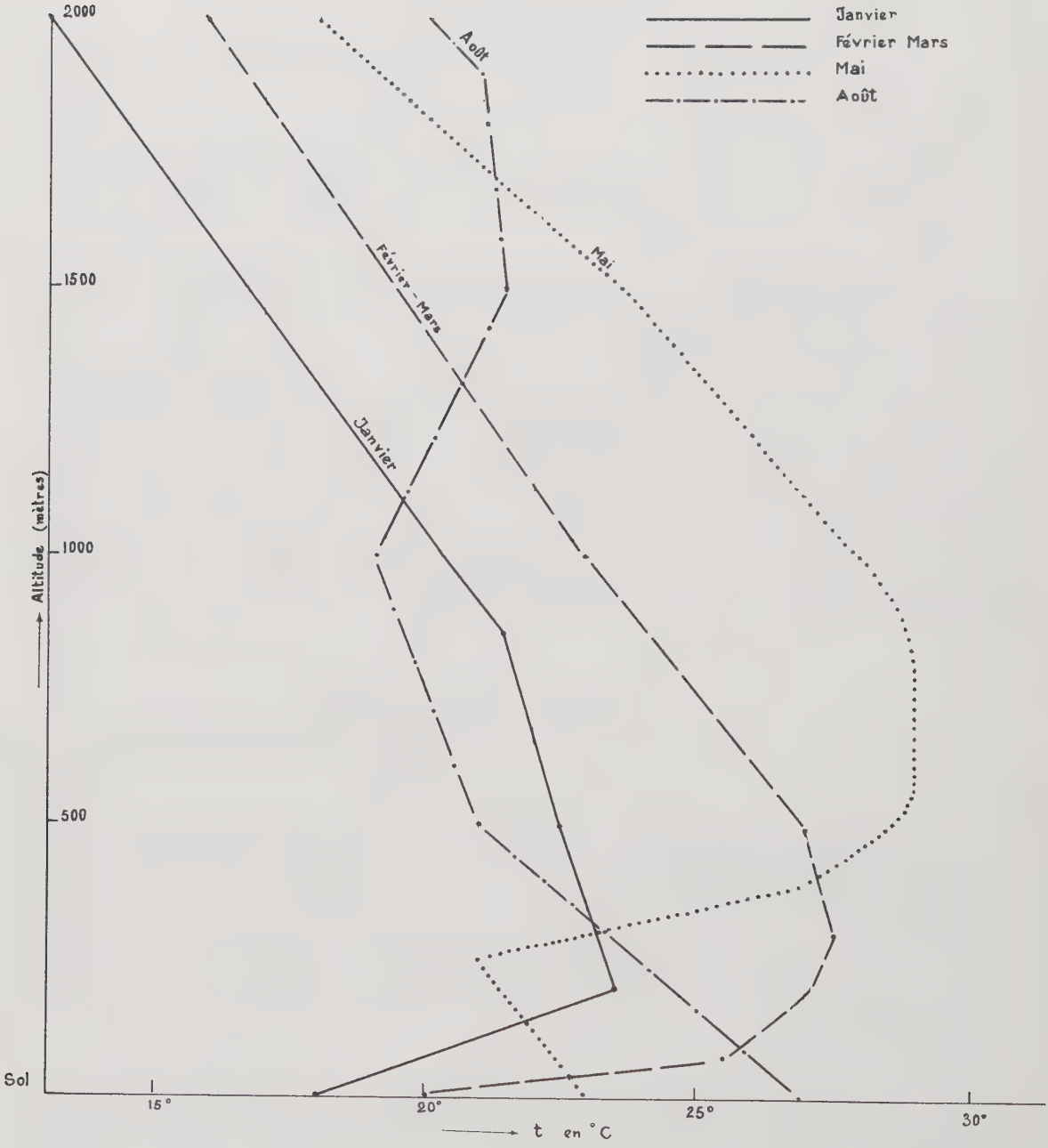


FIG. 1.2. — Evolution annuelle de l'inversion de température à Dakar.

décembre. Pendant toute la saison sèche on a fréquemment des courants de Sud-Est, entre 3 000 et 5 000 mètres.

Les grands vents d'Ouest commencent à s'affaiblir en mars tandis que, au sol, l'alizé atteint sa force maximum. Les vents d'Ouest d'altitude s'affaiblissent de plus en plus dans le courant d'avril et de mai, et des vents du Sud-Est ou du Sud persistants apparaissent vers 5 000, puis 3 000 mètres. On voit réapparaître des vents d'Est au delà de 16 000 mètres en avril. En mai, un courant d'Est, de plus en plus large et persistant, s'établit entre l'alizé et le vent du Sud.

En juin, les vents d'Est se rétablissent dans toute la troposphère, sauf au voisinage du sol où alternent alizé et mousson. Un courant du Sud-Est peut toujours s'établir d'une manière plus ou moins permanente entre 3 000 et 6 000 mètres.

1.2. — **Inversion de température au voisinage du sol**

Un des traits les plus marquants de la structure de l'atmosphère entre 0 et 2 000 mètres est l'existence d'une inversion de température au voisinage du sol.

La figure 1.2 montre l'évolution annuelle de cette inversion. Les courbes de cette figure représentent la structure thermique de l'atmosphère la nuit à 0 h. Pendant la journée, la convection tend à détruire l'inversion, de sorte que l'allure de la courbe de température dans les premiers mètres est très irrégulière.

Dans une première vue d'ensemble, ce sont les courbes nocturnes qui sont comparées. Elles représentent, non des moyennes, mais les types d'inversion les plus fréquemment rencontrés aux différentes époques de l'année. Les observations portent sur une période de 3 ans.

a) *Pendant la saison sèche.*

L'inversion est permanente de novembre à juin. Sa base est au sol, ou très près du sol, et son sommet se situe entre 250 et 500 mètres. La couche d'inversion est généralement surmontée par une couche isotherme située entre 400 et 1 000 mètres. Cependant, nous verrons que, en janvier et février, on trouve fréquemment une inversion à point anguleux.

b) *Pendant la saison des pluies (juillet à octobre).*

L'inversion est accidentelle. Elle est plus haute et moins accentuée que pendant la saison sèche (base aux environs de 1 000 mètres et sommet entre 1 500 et 2 000 mètres). Elle est fréquente au début de juillet, puis devient de plus en plus rare jusqu'à la fin d'août où elle disparaît.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION SAISONNIÈRE DE L'INVERSION DE TEMPÉRATURE A DAKAR

Nous allons étudier l'évolution détaillée de l'inversion de température à Dakar, au cours de la saison sèche et au cours de la saison des pluies. Pour chaque période, nous donnerons une série de graphiques représentant les différents types d'inversion rencontrés.

Sur chaque graphique sont portés :

— la température entre le sol et 400 millibars,

— l'humidité relative,

— la température potentielle, θ et son taux de variation avec l'altitude $\frac{d\theta}{dz}$,

— la température potentielle du thermomètre humide,

— le régime des vents.

2.1. — Saison sèche

Pendant la saison sèche, l'inversion de température est quasi permanente. On la trouve toujours pendant la nuit. Elle subsiste souvent pendant la journée. A Dakar, le début de la saison sèche se situe vers la mi-octobre, mais c'est novembre qui est le premier mois de la grande saison sèche sur toute l'Afrique Occidentale.

2.1.1. — *De novembre à avril*

De la fin de novembre au début d'avril, les vents d'Ouest occupent la majeure partie de la troposphère. En basse altitude, on a un régime d'harmattan à l'intérieur du continent, un régime d'alizé sur les côtes — jusqu'à Dakar tout au moins. A Dakar, les deux courants, alizé et harmattan, se trouvent en conflit de novembre à mars. L'harmattan chaud et sec souffle de l'Est ou du Nord-Est. L'alizé, frais et humide, vient du Nord ou du Nord-Est, et peut être très légèrement dévié vers l'Ouest.

Trois cas peuvent se présenter :

a) L'harmattan souffle au sol pendant la journée, refoulant l'alizé et, dans la soirée, une mince couche d'alizé pénètre sous l'harmattan.

b) Pendant la journée on trouve un courant d'harmattan au-dessus de l'alizé. Ce courant de vent d'Est est en moyenne plus bas pendant la journée que pendant la nuit. Le courant de vent d'Est — entre l'alizé et les vents d'Ouest — peut même disparaître complètement pendant la nuit.

c) L'alizé refoule complètement l'harmattan. Lorsqu'on examine la variation de la direction du vent en altitude, on ne trouve plus de vent d'Est, mais on passe directement de la direction Nord - Nord-Est au Nord et à l'Ouest.

Les caractères de l'inversion de température sont essentiellement liés au régime des vents.

a) Une inversion particulièrement nette est celle qui se produit les jours où l'harmattan souffle au sol pendant la journée. Le soir, une couche d'alizé de 100 à 200 mètres d'épaisseur pénètre sous l'harmattan. On a ainsi une discontinuité entre l'harmattan

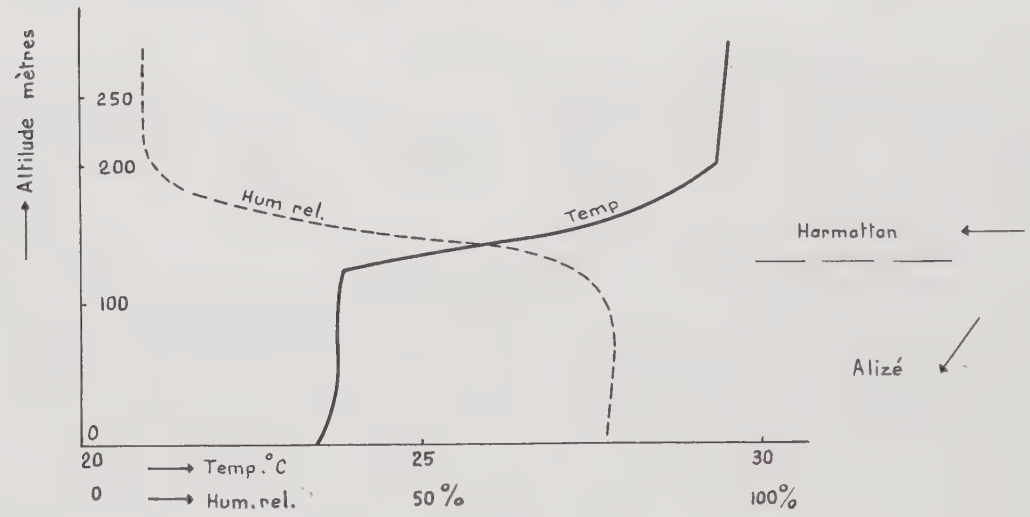


Fig. 2.1.

chaud et sec, et la couche inférieure fraîche et humide. Mais, comme il ne peut y avoir une discontinuité rigoureuse entre deux masses d'air, cela se traduit par une couche d'inversion. J'ai souvent étudié ce type d'inversion au moyen de ballons captifs. La figure 2.1 montre le profil obtenu au cours de ces expériences.

On observe généralement une forte turbulence au passage d'une couche à l'autre.

Au début de la soirée, la vitesse du vent dans la zone d'harmattan est faible et la vitesse de l'alizé est 3 m/seconde environ. Dans le courant de la nuit, la vitesse de l'alizé diminue et un calme complet peut s'établir au sol. En même temps, la vitesse de l'harmattan augmente, et la base de la couche d'harmattan s'abaisse généralement entre 20 h et 24 h.

Ces inversions s'atténuent beaucoup, ou même se détruisent complètement pendant la journée. A 12 heures, la couche chaude et sèche descend jusqu'au sol et on observe fréquemment un gradient suradiabatique, puis une isothermie. L'inversion se détruit d'autant plus facilement que son sommet est plus bas et présente un point anguleux plus marqué. Une forte nébulosité, en diminuant l'échauffement du sol, favorise la persistance de l'inversion.

Ces inversions s'observent particulièrement bien en novembre, en février et au début de mars.

b) L'harmattan se superpose à l'alizé et, pendant la journée, on a une couche d'alizé de 200 à 400 mètres d'épaisseur entre le sol et l'harmattan. Ainsi on a encore une surface de discontinuité entre deux masses d'air, mais cette fois-ci l'inversion est plus haute et subsiste pendant la journée. Au sommet de l'inversion, on peut avoir un point anguleux ou une isothermie. L'inversion se présente comme l'indique la figure 2.2. Ces inversions s'observent bien de janvier à mars. Pendant la journée la base de l'inversion n'est généralement pas au sol, puisque la convection tend à la détruire. Le sommet de l'inversion correspond à peu près à la discontinuité entre harmattan et alizé.

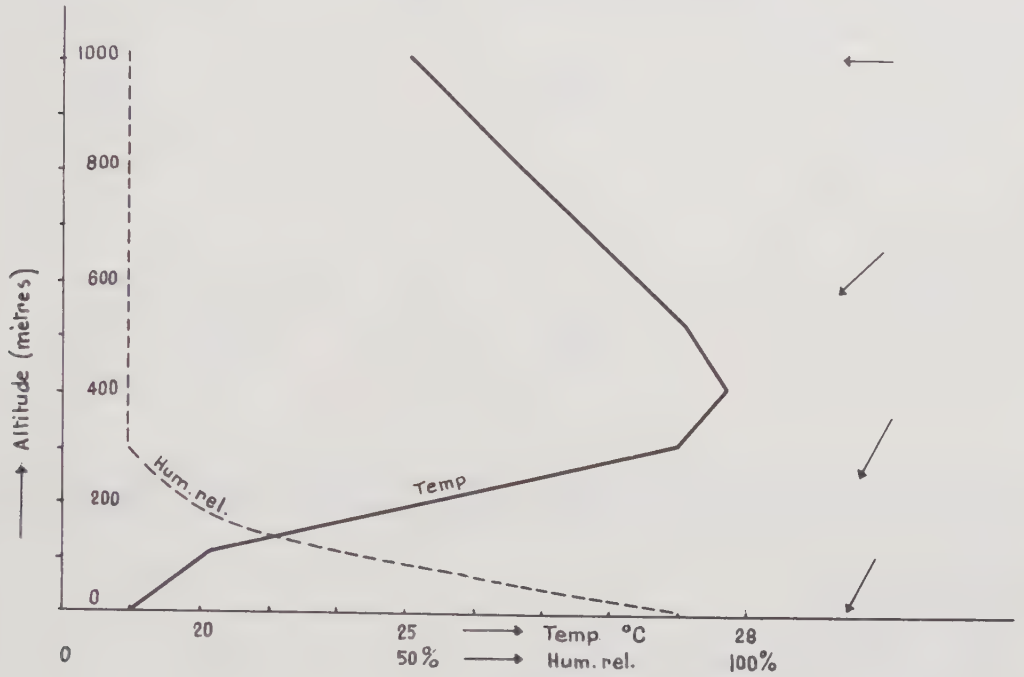


FIG. 2.2.

La nuit, le sommet de l'inversion est nettement au-dessous de cette discontinuité.

c) L'alizé refoule complètement l'harmattan. Vers l'altitude 1 500 m on passe de l'alizé aux vents d'Ouest.

Dans ces conditions, on observe une inversion de température de type tout à fait différent.

On sait que les alizés sont caractérisés par une inversion de température. Ces inversions des alizés ont été étudiées par différents auteurs, entre autres FICKER [33]. On observe dans l'espace des variations énormes de l'altitude de l'inversion. La couche humide située en-dessous de l'inversion est plus épaisse à l'Ouest des Océans qu'à l'Est, et aux latitudes subtropicales l'inversion apparaît très bas en raison de la forte subsidence anticyclonique.

Cette inversion de température caractéristique des alizés s'observe très bien aux îles du Cap-Vert (à 500 km de Dakar et à la même latitude), mais rarement à Dakar. En effet, pour qu'elle soit observable, il faut que l'influence du courant continental ne prédomine pas sur celle du courant maritime. Or, il est rare que le courant d'Est disparaisse complètement. C'est surtout en mars, parfois fin février et début avril que l'on peut observer l'inversion de l'alizé.

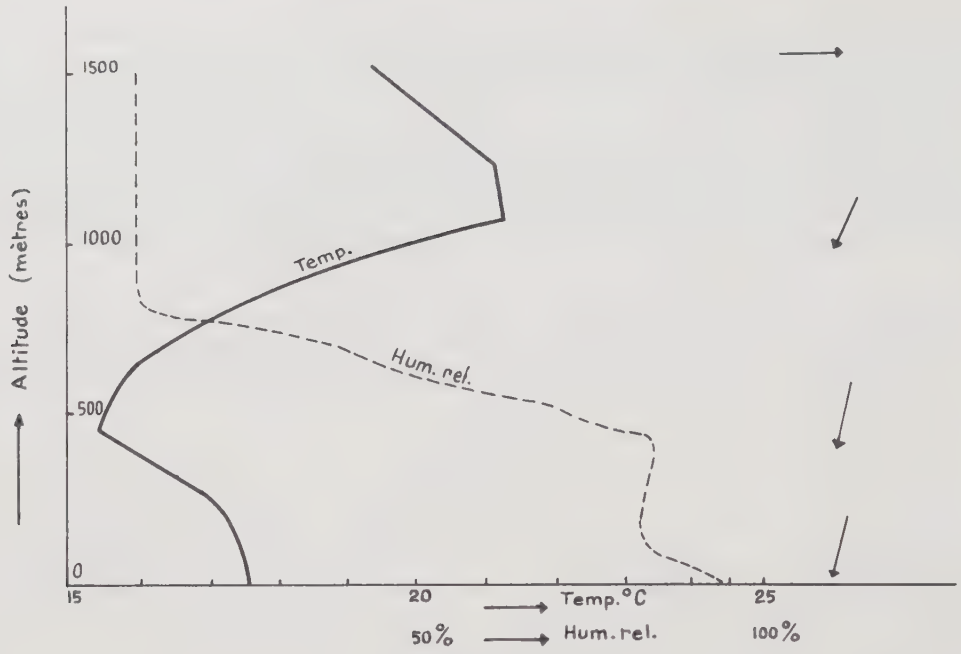


FIG. 2.3.

En mars, l'inversion se présente comme le montre la figure 2.3. Elle subsiste pendant la journée. Elle est généralement plus haute et plus accentuée pendant la journée que pendant la nuit.

La série des figures 2.4 à 2.14 montre les types classiques d'inversion rencontrés de novembre à avril.

Novembre. Figures 2.4 et 2.5.

A la fin d'octobre et au début de novembre, le vent au sol est du secteur Nord et sa force est faible. C'est un vent chaud et humide.

Au-dessus de 1 000 mètres, on a toujours un courant d'Est. La teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère est encore importante. C'est à cette époque que se rétablit l'inversion de température au voisinage du sol. Pendant les premiers jours de novembre, cette inversion (figure 2.4) existe toujours pendant la nuit et subsiste pendant la journée. Sa base se situe vers 250 ou 300 m. Entre le sol et la base de l'inversion on observe une isothermie, et dans toute cette zone l'humidité reste constante.

Au cours de la première quinzaine de novembre, le régime d'harmattan s'établit dans l'intérieur du Sénégal, et à Dakar, pendant la seconde partie de novembre, on a généralement l'harmattan au sol pendant la journée, ce qui conduit à l'inversion de type a (figure 2.5).

Décembre. Figures 2.6 et 2.7.

L'inversion de température est très peu marquée. C'est le seul mois de la saison sèche où elle disparaît parfois.

En décembre les vents d'Ouest envahissent toute la troposphère sauf entre le sol et 1 500 mètres.

Le cas qui se présente le plus souvent est celui d'un courant d'harmattan superposé à l'alizé. Mais cette couche d'harmattan peut être très étroite, surtout la nuit, et au-dessus de l'harmattan le vent retourne vers l'Ouest en passant de nouveau par le Nord. Nous aurons une inversion de type a ou b, mais en décembre le vent d'Est est relativement

Fig. 2.4. — Novembre.

22 Novembre 1960
0h Nébulosité totale = 8 (C_M)
12h Nébulosité totale = 5 ($C_M + C_H$)

FIG. 2.5. — Novembre.

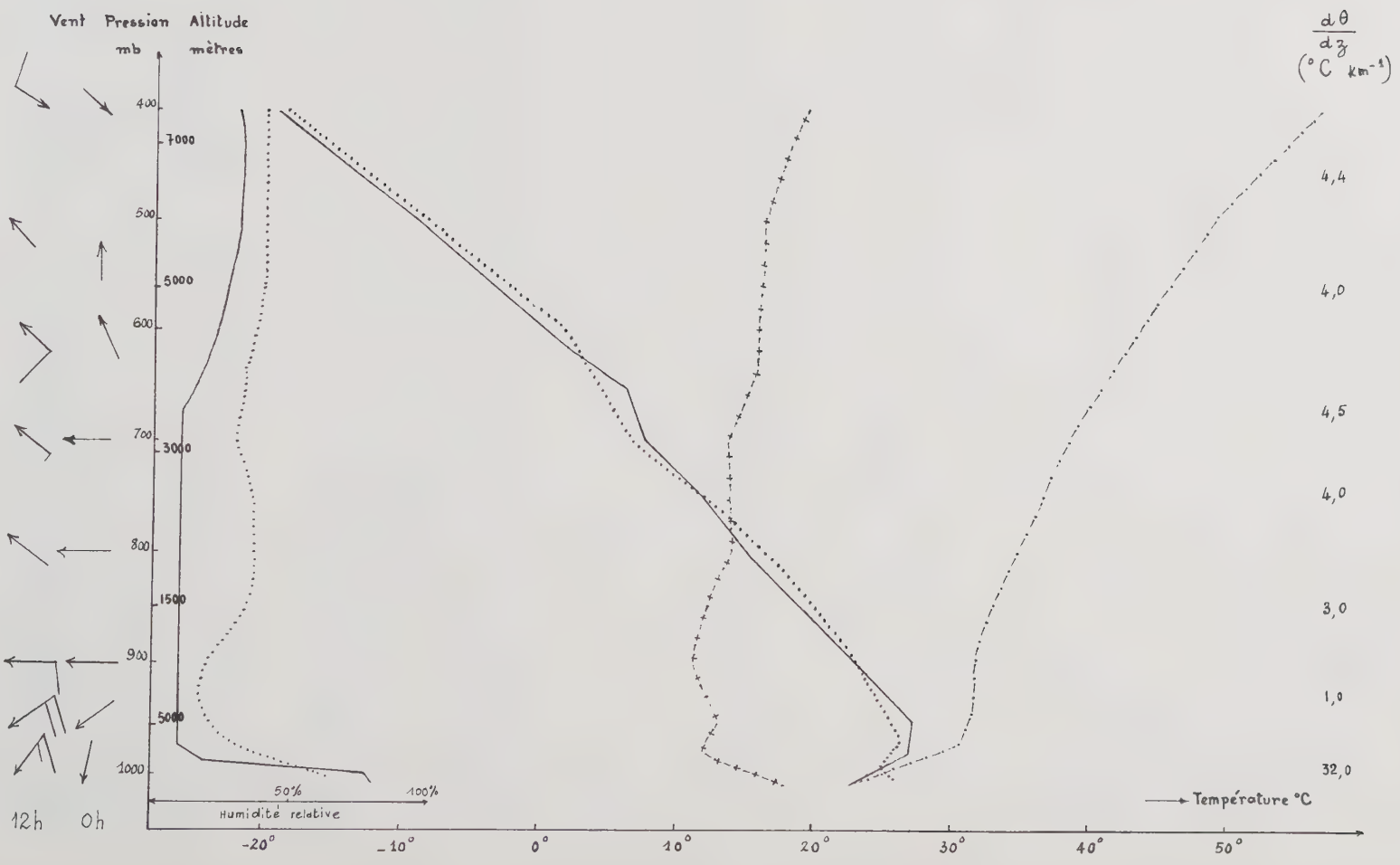
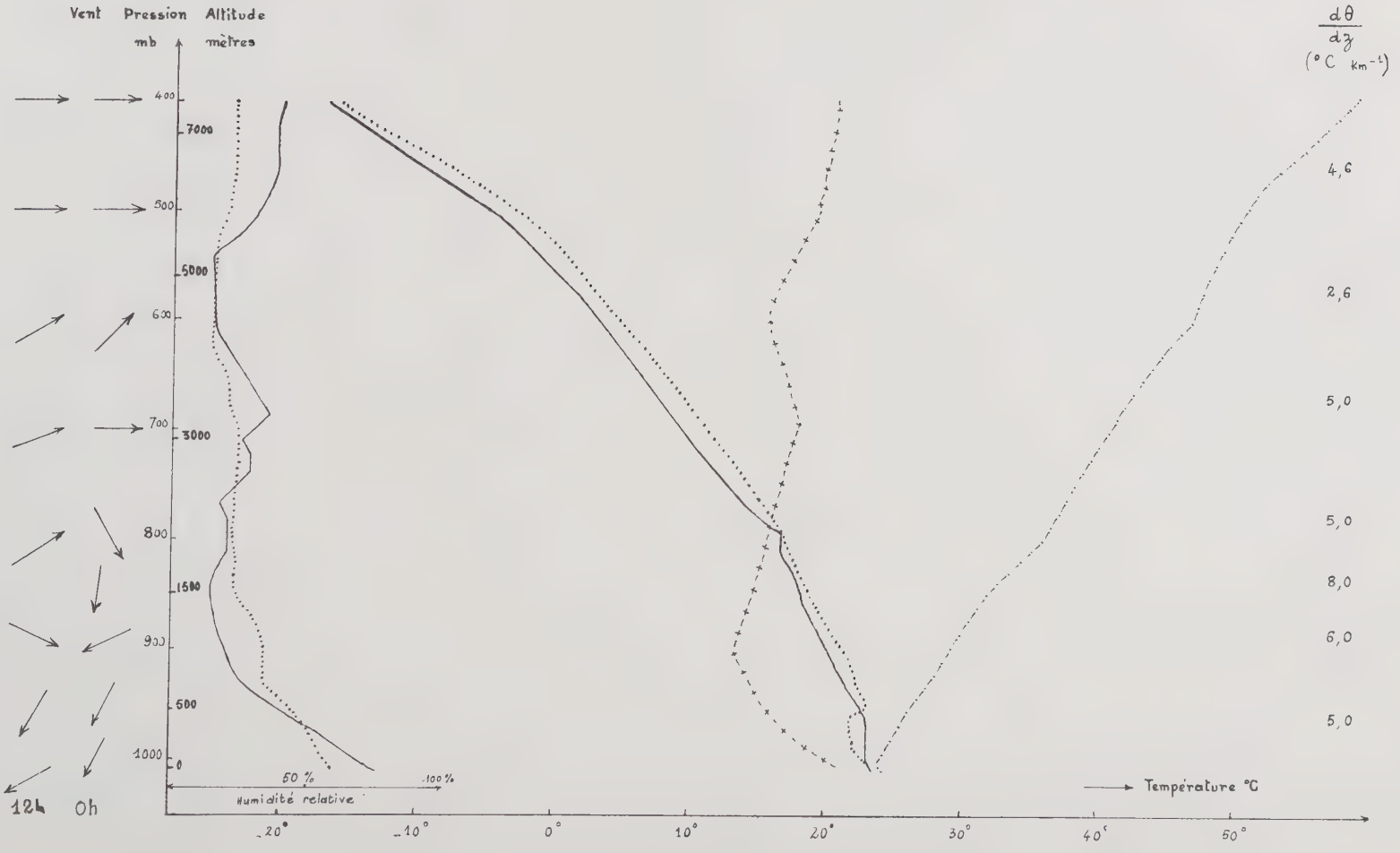


FIG. 2.6. — Décembre.

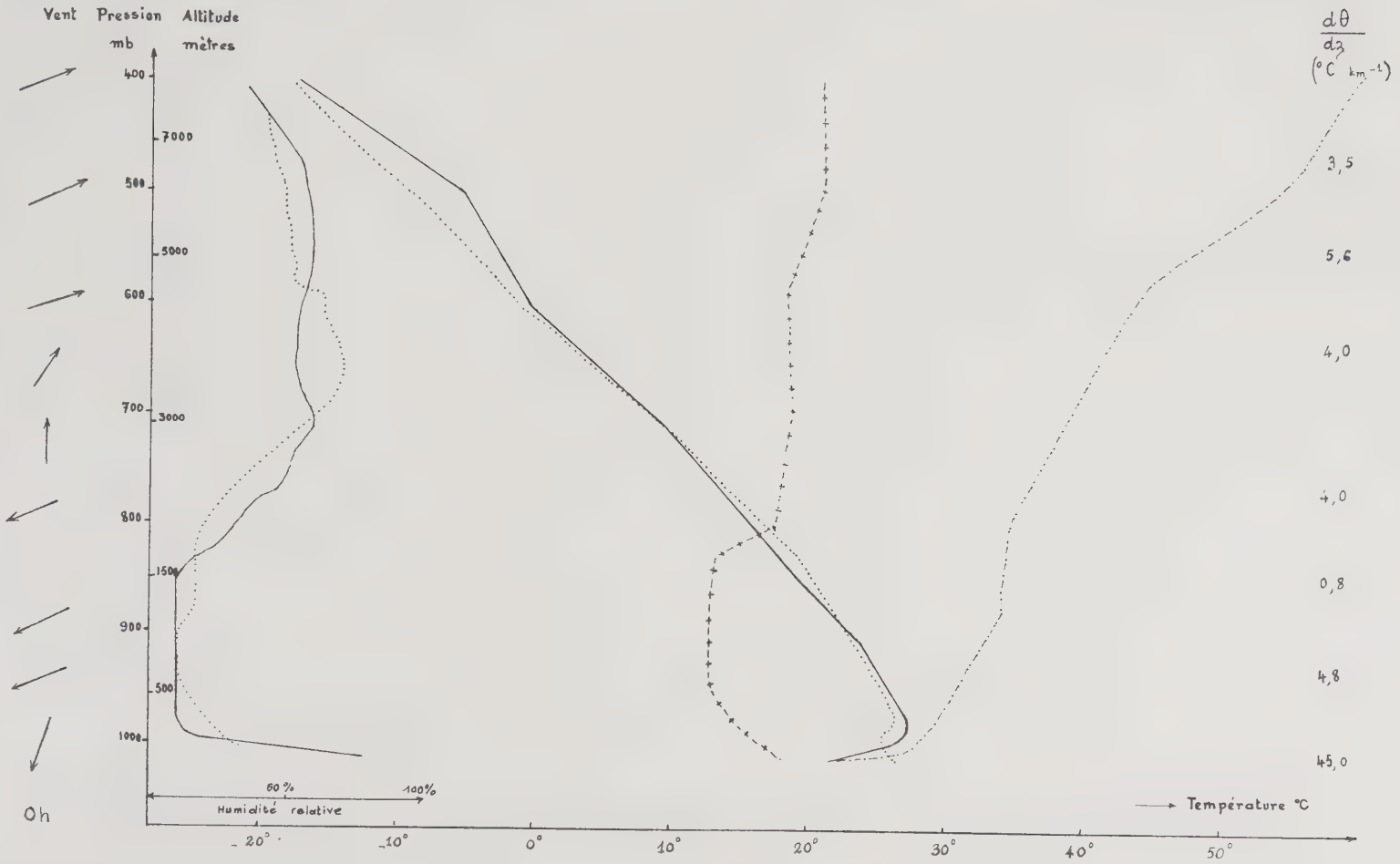
5 Décembre 1960
Oh Nébulosité = 3 (C_H)
12h Nébulosité = 2 (C_H)

FIG. 2.7. — Décembre.



3 Janvier 1960
0h Nébulosité = 3 ($C_M \cdot C_H$)
12h Nébulosité = 6 ($C_M = 1 \cdot C_H = 5$)

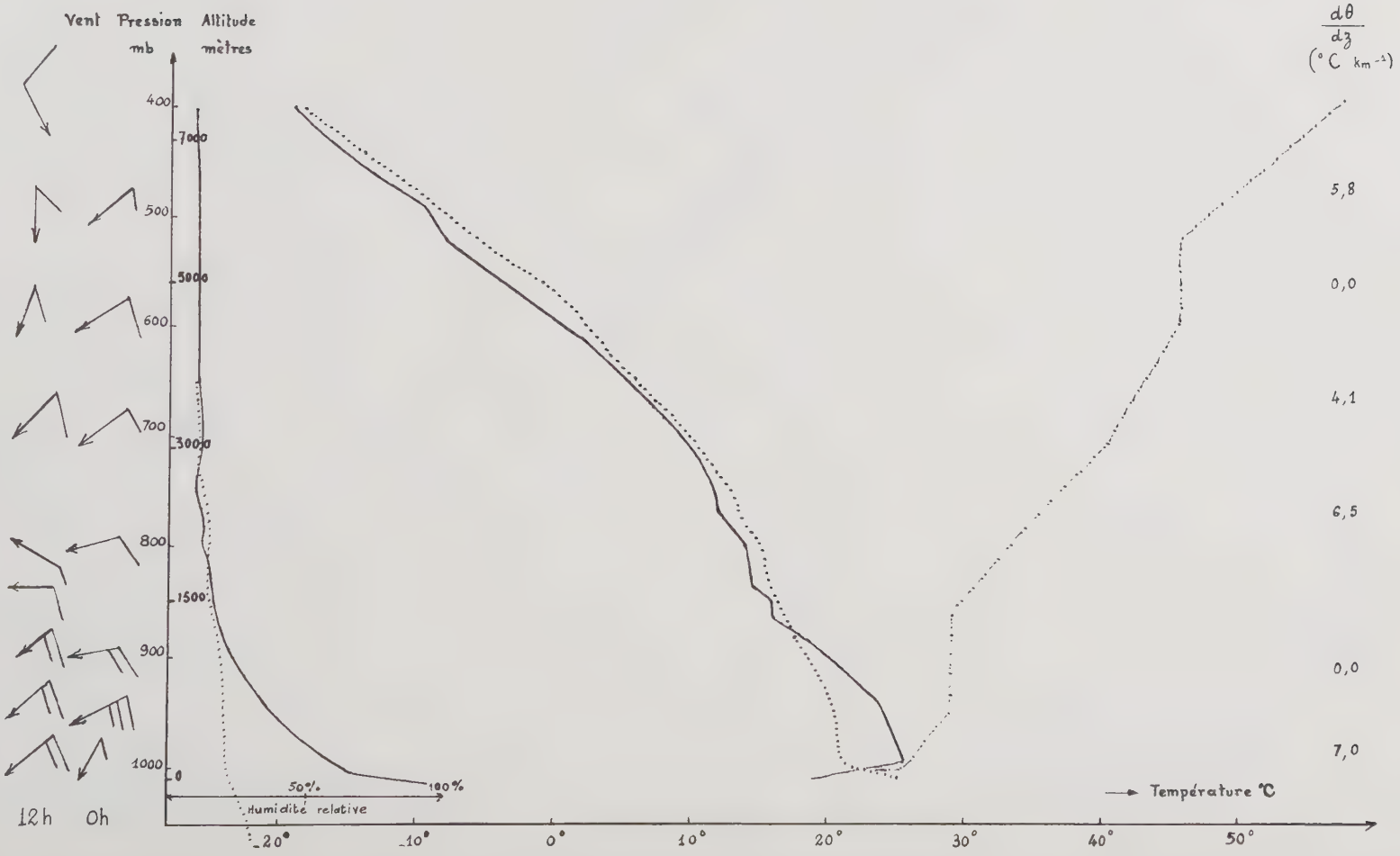
FIG. 2.8. — Janvier.



19 Février 1961
0h Nébulosité = 0
12h Nébulosité = 0

FIG. 2.9. — Février.

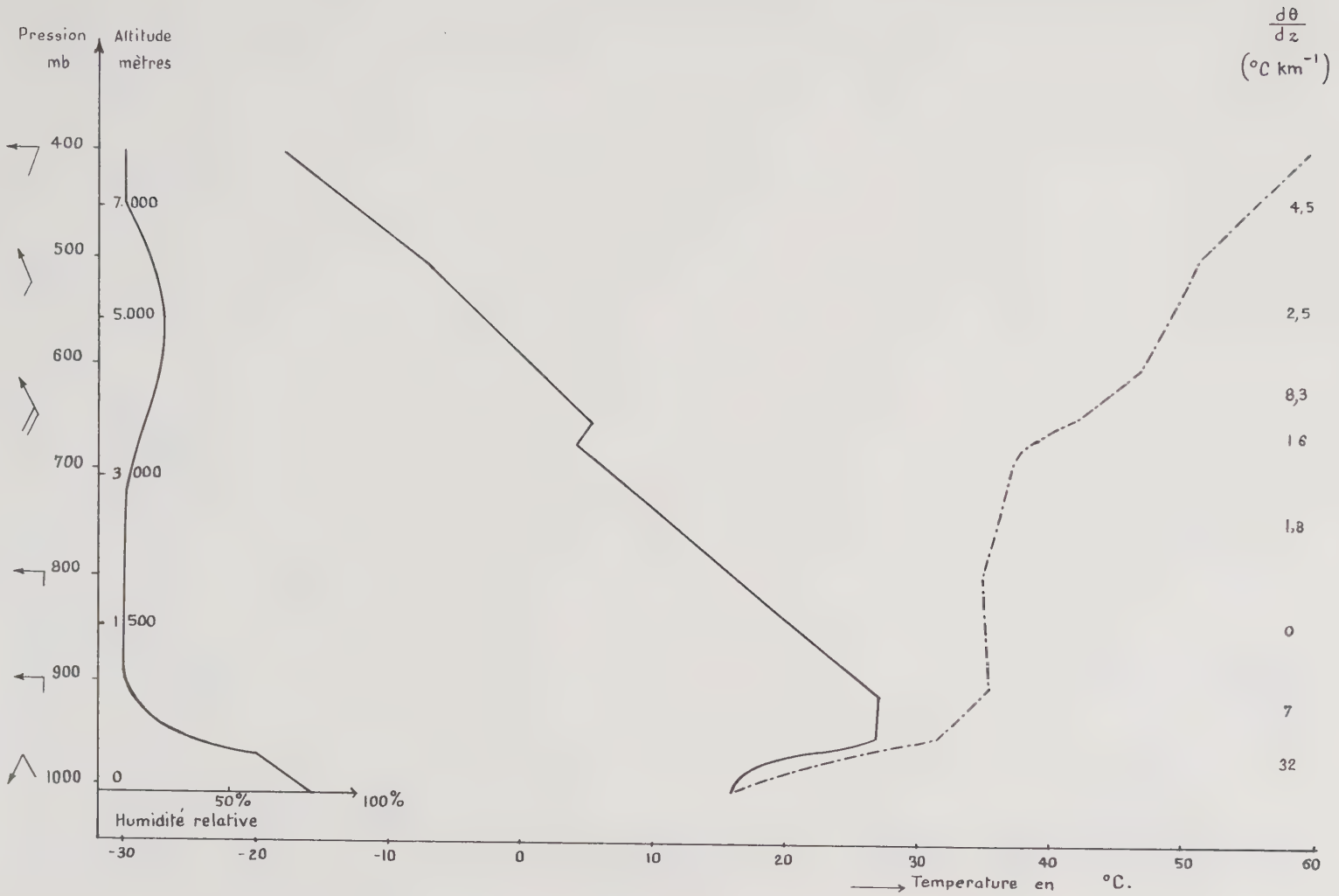
Température à 0h
Température à 12h.
Température potentielle à 0h.



24 Fevrier 1960
Nébulosité = 2 (CM=2)

FIG. 2.10. — Février.

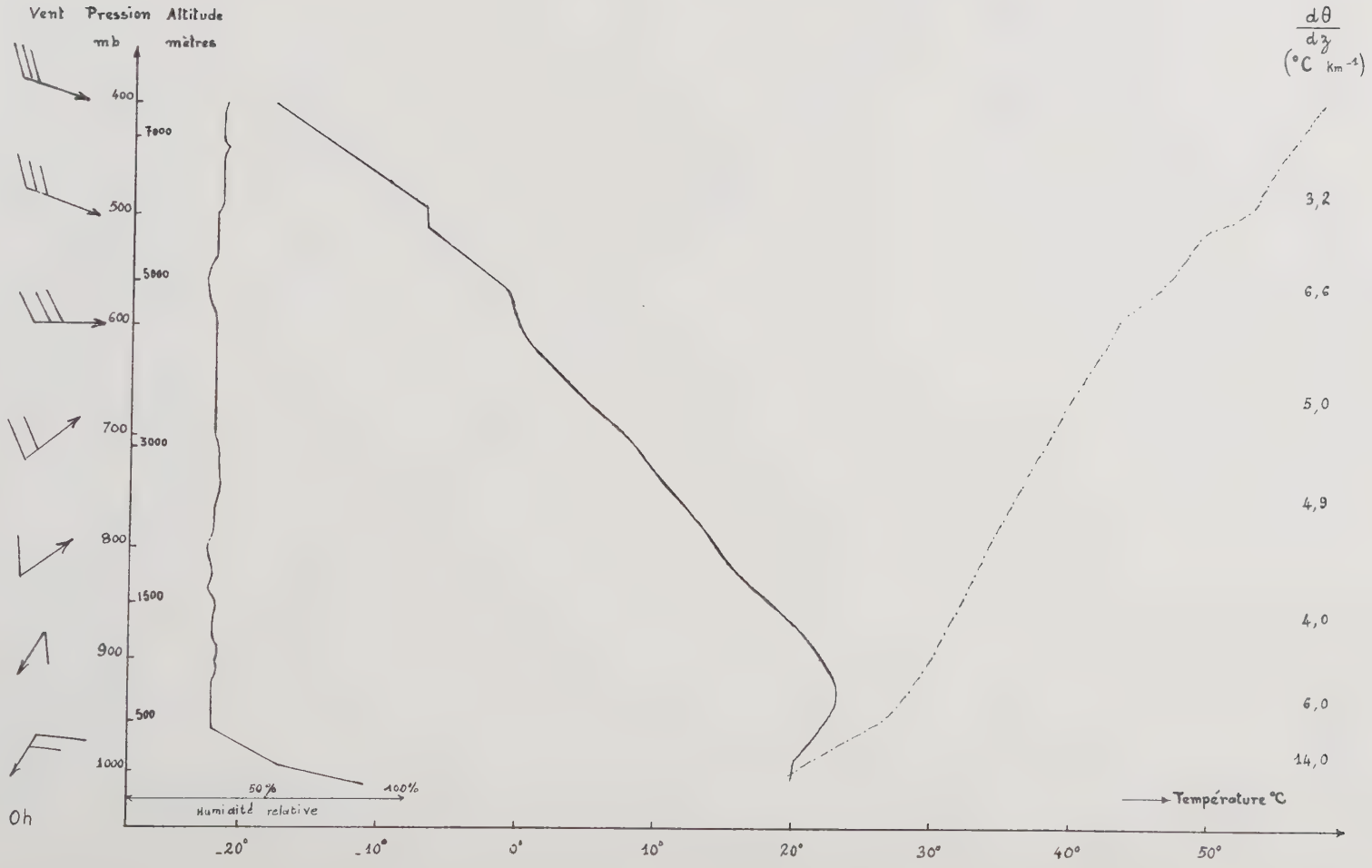
Température à 0h
Température potentielle



14 Février 1959

FIG. 2.11. — Février.

Température à 0h.
Température potentielle



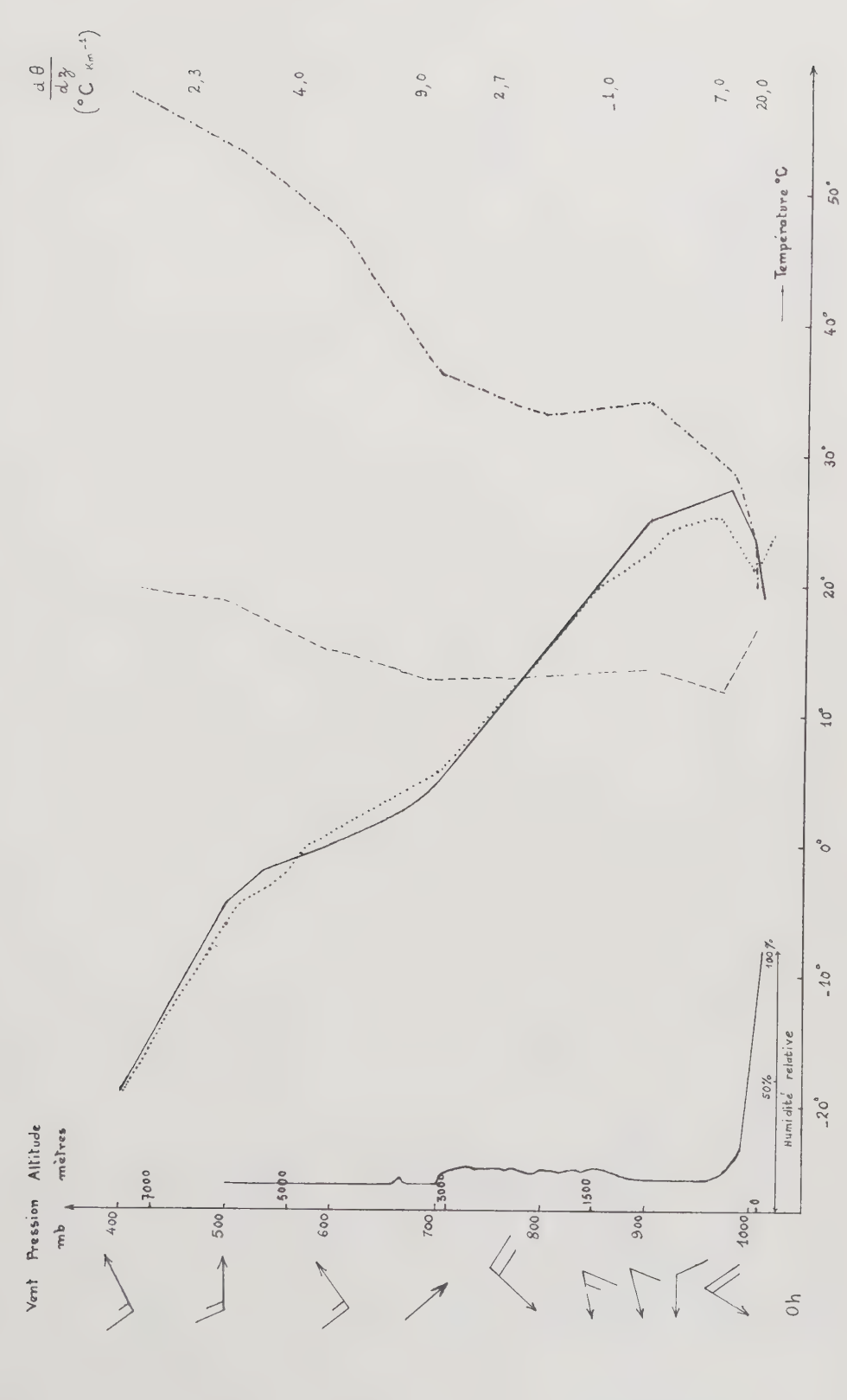

19 Mars 1960
Nébulosité = 0
Température à 0h
Température à 12h.
Température potentielle
Température potentielle du thermomètre humide à 0h.
Vent
Pression mb
Altitude mètres
400
500
600
700
800
900
1000
7000
5000
3000
1500
0
Humidité relative
50%
100%
0h
-20°
-10°
0°
10°
20°
30°
40°
50°
Température °C
dθ/dz (°C Km⁻¹)
2,3
4,0
9,0
2,7
-1,0
7,0
20,0

FIG. 2.12. — Mars.

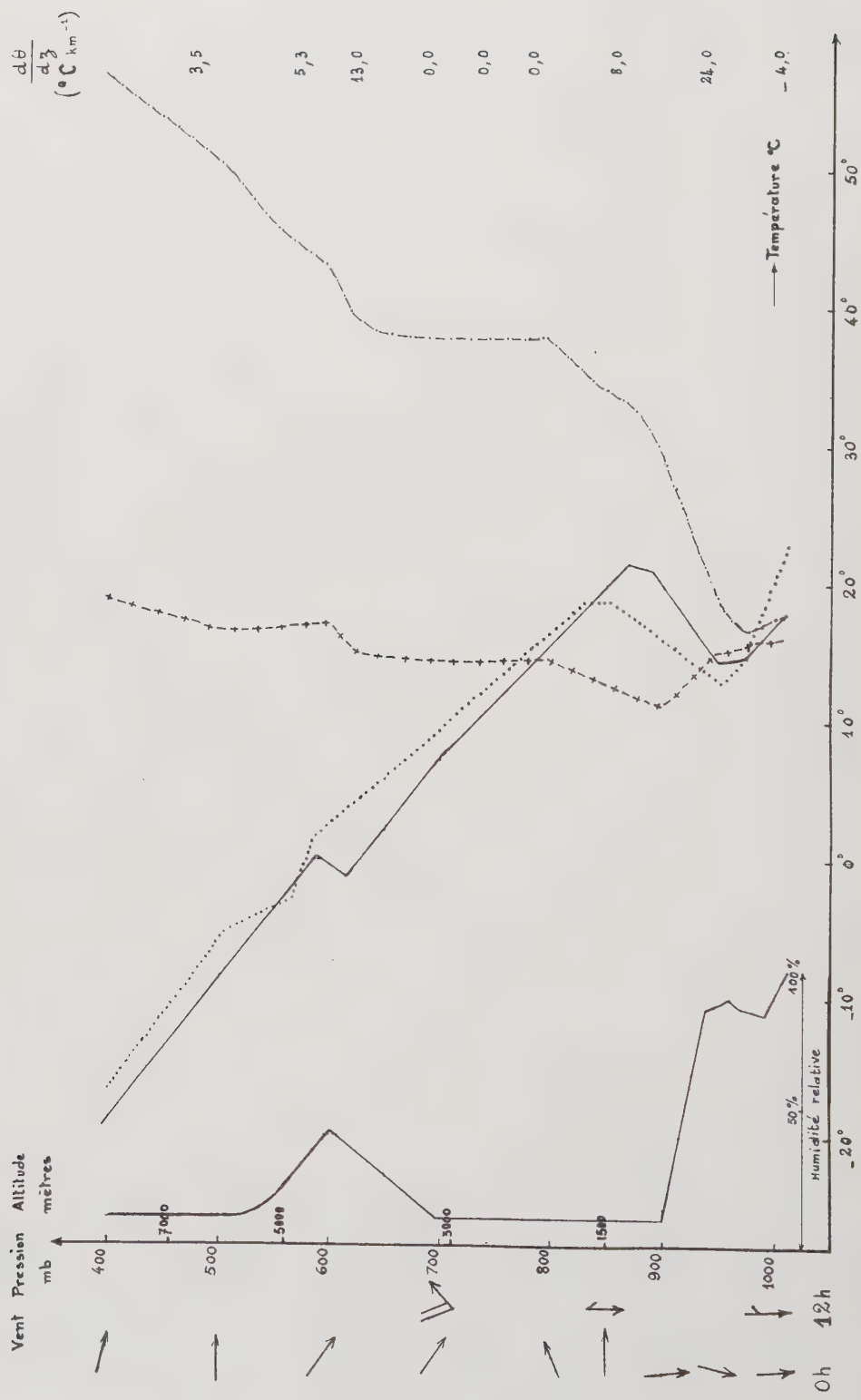

21 Mars 1960
Température à Oh
Température à 12h
Température potentielle
Température potentielle du thermomètre humide à Oh.
Vent
Pression mb
Altitude mètres
400
500
600
700
800
900
1000
7000
5000
3000
1500
Oh
12h
Humidité relative
50%
100%
-20°
-10°
0°
10°
20°
30°
40°
50°
Température °C
dθ/dz (°C km⁻¹)
3,5
5,3
13,0
0,0
0,0
0,0
8,0
24,0
-4,0

Fig. 2.13. — Mars.

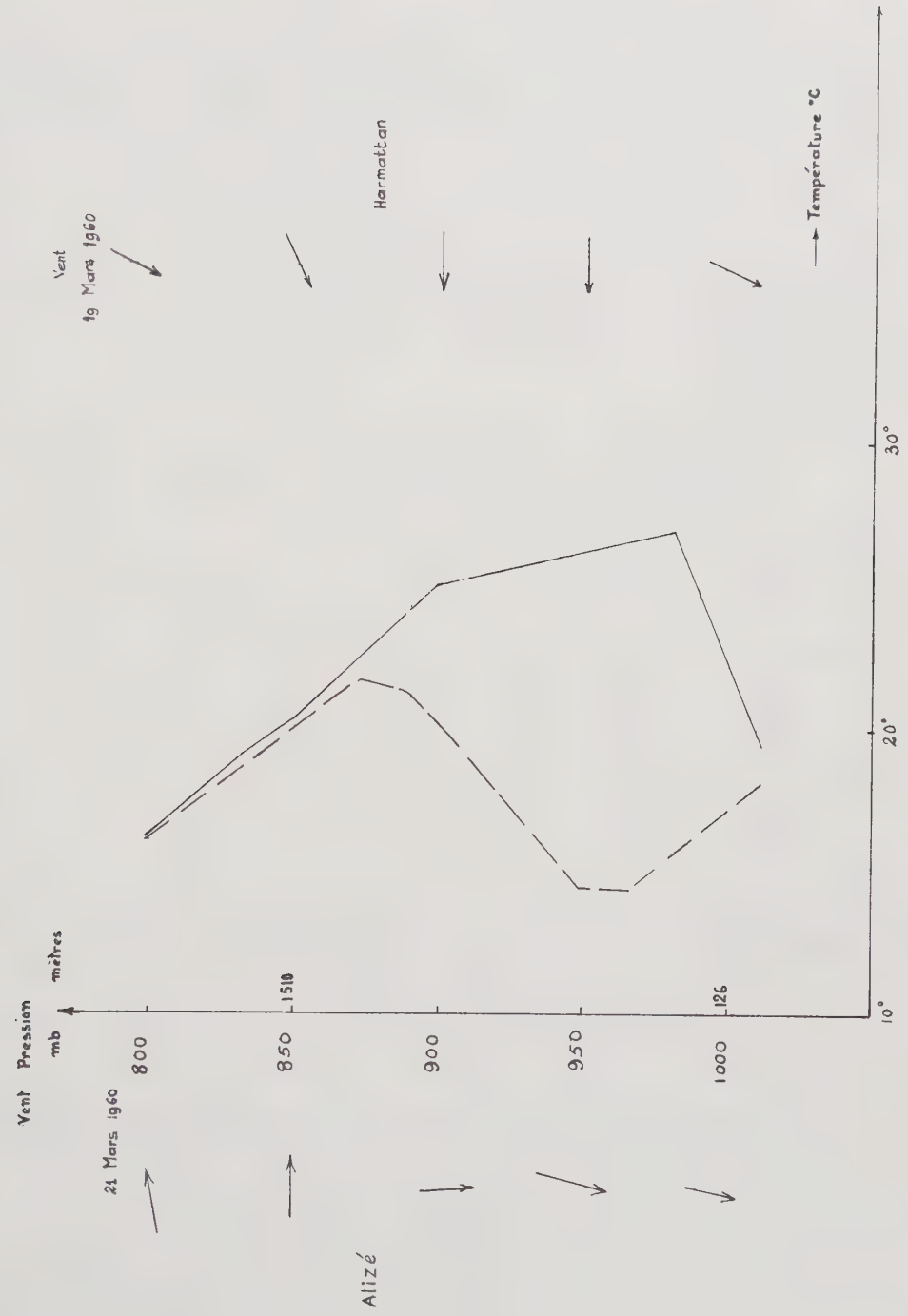

Alizé 21 Mars 1960
Harmattan 19 Mars 1960
Vent
19 Mars 1960
Harmattan
Température °C
Vent Pression
mb
mètres
800
850
900
950
1000
1510
126
10°
20°
30°
21 Mars 1960
Alizé

FIG. 2.14. — Mars.

frais de sorte que l'inversion de température est très peu intense (figure 2.6). Elle peut même disparaître complètement (figure 2.7) en particulier si la couche d'alizé est assez épaisse. Elle présente généralement un point anguleux à son sommet.

Janvier-février-mars. Figures 2.8 à 2.14.

En janvier et février, on observe surtout les inversions de type a (figures 2.8 et 2.9) et b (figure 2.10). L'inversion de type b se maintient pendant la journée. Il arrive parfois que le vent d'Est soit complètement refoulé par l'alizé, ce qui est rare, mais lorsque c'est le cas, on observe une inversion telle que celle représentée par la figure 2.11 ou une presque isothermie entre le sol et 1 000 mètres.

En mars, les types a, b, c, alternent avec prédominance du type a au début de mars (figure 2.12) du type c à la fin (figure 2.13).

Afin de mettre en évidence l'allure de la structure thermique des 1 000 premiers mètres dans les cas *a* et *c*, on a tracé sur un même graphique, la courbe de température avec alizé et la courbe de température avec harmattan (figure 2.14).

La fréquence des différents types d'inversion observés peut varier beaucoup d'une année à l'autre.

	Inversions (a) harmattan	Inversions (b) harmattan	Inversions (c) alizé	Cas indéterminés
Janvier				
1960	16	11	2	2
1961	20	6	2	3
Février				
1959	9	9	8	2
1960	11	18	0	
1961	22	6	0	
Mars				
1959	10	8	13	
1960	9	7	14	
1961	15	10	3	

La distinction entre les cas a et b est souvent un peu arbitraire.

2.1.2. — *Avril à juin*

Avril marque la fin de la saison sèche sur les territoires du Sud de l'Afrique Occidentale, et c'est en avril que se rétablit la dépression thermique sur le Sahara.

En avril, à la latitude de Dakar, les vents d'Ouest faiblissent et les vents d'Est réapparaissent au-delà de 16 000 mètres. Un courant d'Est puissant s'établit aussi entre 1 000 et 3 000 m environ (entre l'alizé et le courant du Sud).

Au sol, l'alizé se fait sentir jusqu'en juin, mais il est très affaibli vers le milieu de mai. A la fin de mai le vent au sol est plutôt du secteur Nord-Ouest que plein Nord. La teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère augmente considérablement. C'est à cette époque de l'année (avril, mai, juin) que l'on observe les inversions de température les plus intenses.

En avril, la base est encore au sol pendant la nuit. En mai la base est fréquemment à 100 ou 200 mètres du sol.

Le courant d'Est est généralement plus haut que les mois précédents, et l'inversion est plutôt située dans la couche d'alizé qu'à la limite du vent d'Est et de l'alizé.

La rotation du vent semble se faire nettement au-dessus du sommet de l'inversion. Ou bien le vent reste au Nord, légèrement Nord-Est jusqu'à 1 000 mètres et tourne ensuite rapidement du Nord à l'Est, ou bien le vent tourne du Nord à l'Est entre 0 et 1 000 mètres, puis reste à l'Est, entre 1 000 et 2 000 mètres. L'inversion a sensiblement la même allure dans les deux cas.

Elle se présente comme l'indique la figure 2.15.

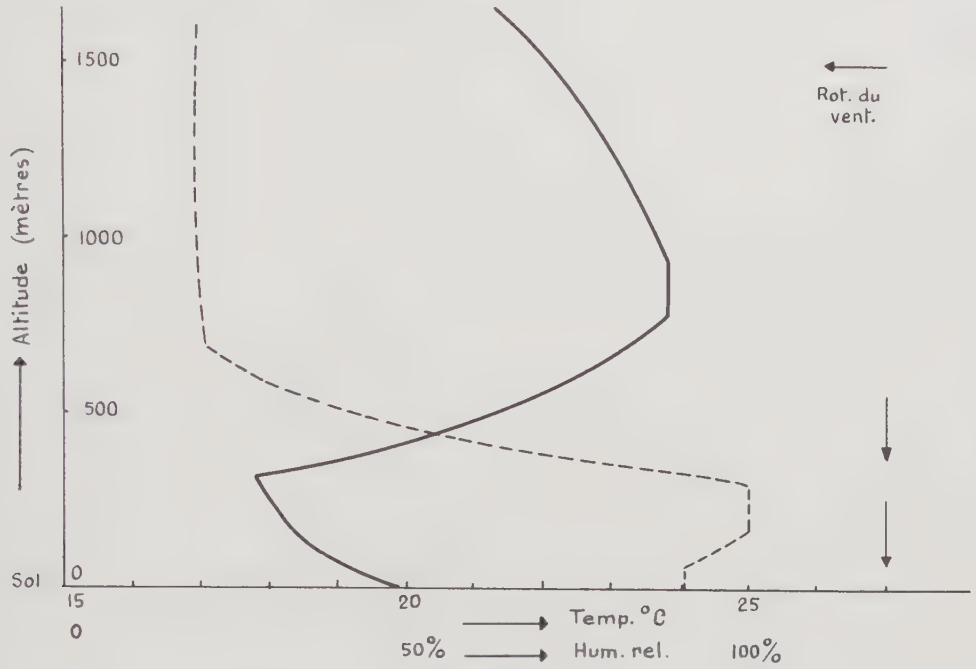


FIG. 2.15.

La base et le sommet de l'inversion étant plus hauts que les mois précédents, la couche humide est beaucoup plus épaisse, et pendant la nuit le maximum d'humidité relative se trouve non au sol, mais vers la base de l'inversion.

L'inversion se maintient pendant la journée. La base de l'inversion n'est plus au sol et, normalement, le sommet de l'inversion est un peu plus haut que pendant la nuit.

Par temps clair, c'est dans la soirée et la nuit que la couche chaude atteint sa température maximum.

Les figures 2.16 et 2.17 montrent l'allure de l'inversion de température pendant la nuit.

2.2. — Saison des pluies

Pendant la saison des pluies, l'inversion de température est plutôt une exception. C'est seulement en juillet qu'elle apparaît encore avec une certaine fréquence. Dans le Nord du Sénégal, et à Dakar en particulier, la saison des pluies s'étend de la fin de

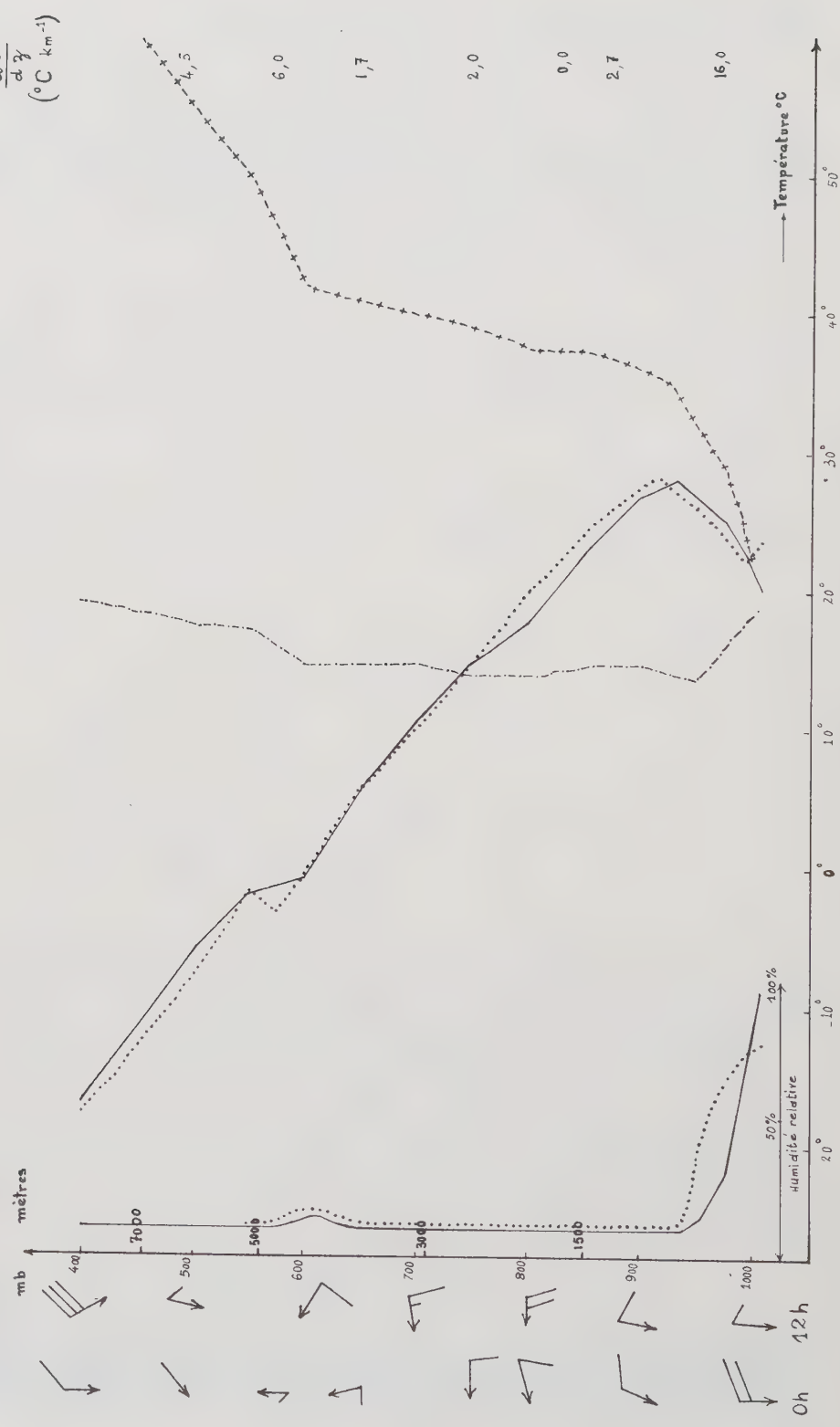


Fig. 2.16. — Avril.

8 Mai 1959 – 6h

Nébulosité = 8 (C_M)

FIG. 2.17. — Mai.

Température à 0h.
Température potentielle
Température potentielle du thermomètre humide à 0h.

juin à la mi-octobre. Elle correspond à l'époque de l'année où cette région se trouve au Sud du F.I.T. Dans le courant de mai, la force de l'alizé faiblit, et c'est en général dans la deuxième quinzaine de juin que la première mousson apparaît sur la côte de la partie Nord du Sénégal.

En juin, les vents d'Est se rétablissent dans toute la troposphère, sauf dans la couche inférieure. Mais à Dakar il est rare qu'un régime permanent de mousson s'établisse pendant plusieurs semaines.

Trois situations peuvent se présenter en basse altitude :

a) Régime des moussons — on a alors des pluies de mousson, et on n'observe pas d'inversion de température (figure 2.18).

b) Le vent d'Est descend jusqu'au sol, refoulant la mousson. Par vent d'Est, on n'observe pas d'inversion de température, mais la couche d'air au voisinage du sol est très chaude, et une isothermie apparaît. A la fin de septembre, une petite inversion au sol s'amorce pendant la nuit.

c) Un vent du Nord-Ouest, souvent même dévié vers l'Ouest peut s'établir plusieurs jours entre les périodes de mousson. Ces vents d'Ouest peuvent s'enfoncer très loin à l'intérieur du continent, en direction de la boucle du Niger.

Par vent du secteur Nord-Ouest, on observe encore fréquemment une inversion de température, surtout jusqu'au 15 juillet. Les figures 2.19 et 2.20 montrent une inversion de ce type en juillet, et une autre en août. Ces inversions se rattachent à celles observées en mars avec l'alizé.

Cette inversion est beaucoup plus haute que celle observée en saison sèche. Sa base n'est plus au sol, mais à une altitude généralement voisine de 500 mètres. Elle peut même monter jusqu'à 1 000 mètres (rarement). Son sommet est situé au voisinage de 1 000 mètres, mais il peut aller au-delà de 2 000 mètres. La base de l'inversion s'élève de juin à août.

Au début de juillet, le sommet de l'inversion est à une température à peu près égale à celle du sol. Ensuite la température du sommet de l'inversion est inférieure à la température du sol. La différence de température entre la base et le sommet de l'inversion est en moyenne d'autant plus faible que l'inversion est plus haute.

L'inversion se forme généralement dans le haut de la couche du vent du Nord-Ouest, en-dessous du vent d'Est.

L'inversion devient de plus en plus rare à partir du 15 juillet. Fin juin et début juillet, elle accompagne toujours les vents du secteur Nord-Ouest. En août, ce n'est plus du tout une règle (figure 2.21).

La figure 2.22 montre en même temps comment évolue la fréquence de l'inversion, la hauteur de la base et la différence de température entre la base et le sommet au cours de l'été 1960.

L'inversion est permanente en mai, fréquente en juin et au début juillet, accidentelle après le 15 juillet. Les points indiquant la hauteur de la base de l'inversion sont très dispersés. On peut cependant observer la montée de la courbe moyenne à partir du milieu juin. La fréquence des inversions peut varier sensiblement d'une année à l'autre.

Ainsi, au cours de l'été 1960, pluvieux (régime de mousson bien établi pendant des périodes assez longues), les jours où l'on observe des inversions sont moins fréquents que pendant l'été 1959, beaucoup plus sec.

Fréquence des inversions observées :

	Juin	Juillet	Août
1960	18	10	5
1959	21	11	10

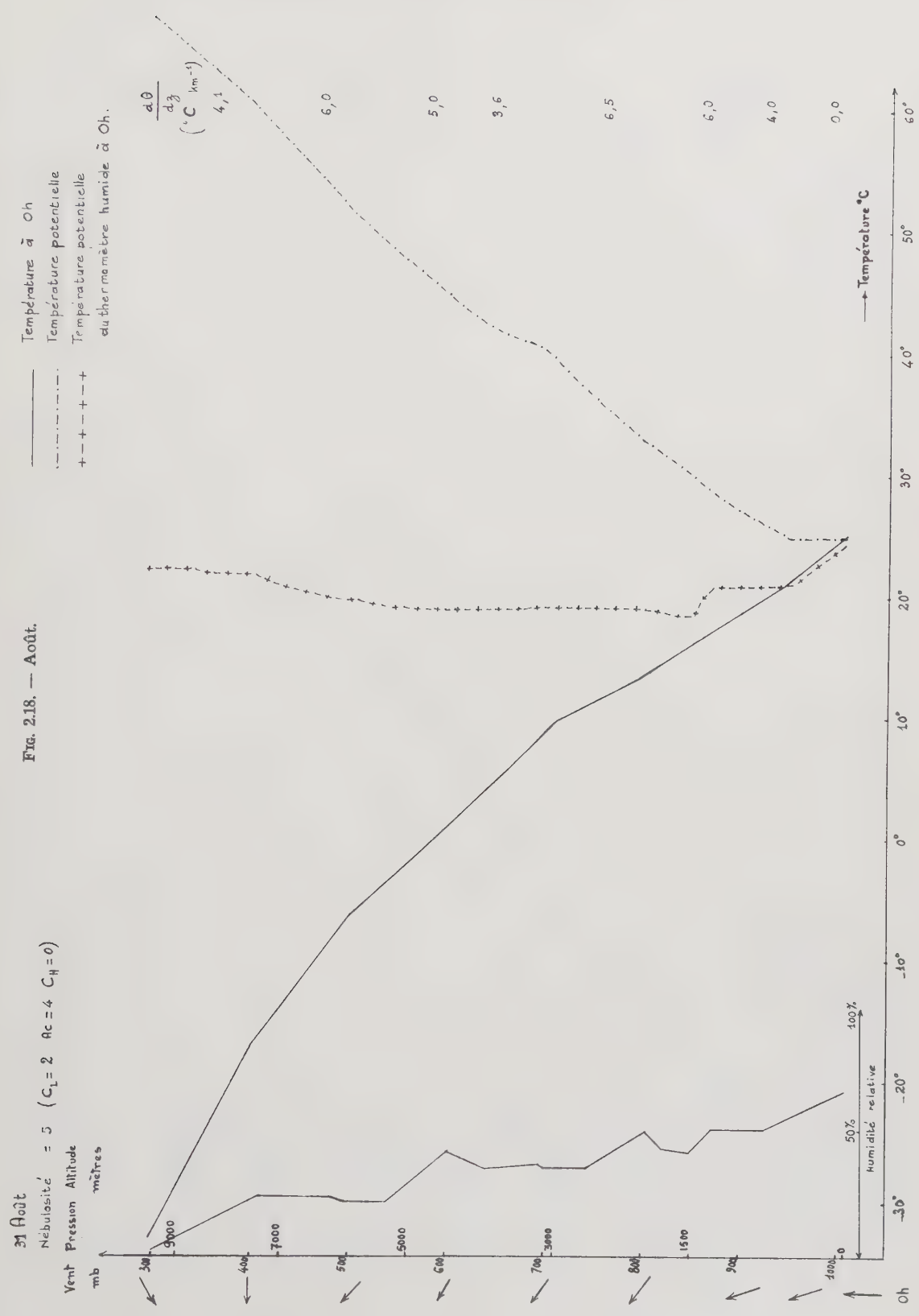

31 Août
Nébulosité = 5 (C_L = 2 Ac = 4 C_H = 0)
Vent Pression Altitude
mb
mètres
300
400
500
600
700
800
900
1000
9000
7000
5000
3000
1500
0
Oh
50%
100%
Humidité relative
-30°
-20°
-10°
0°
10°
20°
30°
40°
50°
60°
Température °C
Température à Oh
Température potentielle
Température potentielle au thermomètre humide à Oh.
$\frac{d\theta}{dz}$ (°C km⁻¹)
4,1
6,0
5,0
3,6
6,5
6,0
4,0
0,0

FIG. 2.18. — Août.

13 Juillet 1961
0h - Nébulosité = 3 ($C_L = 1$. $C_M = 2$)
hauteur base nuages = 300 m
12h - Nébulosité = 10 ($C_L = 5$. $C_M = 5$
hauteur base nuages = 800 m

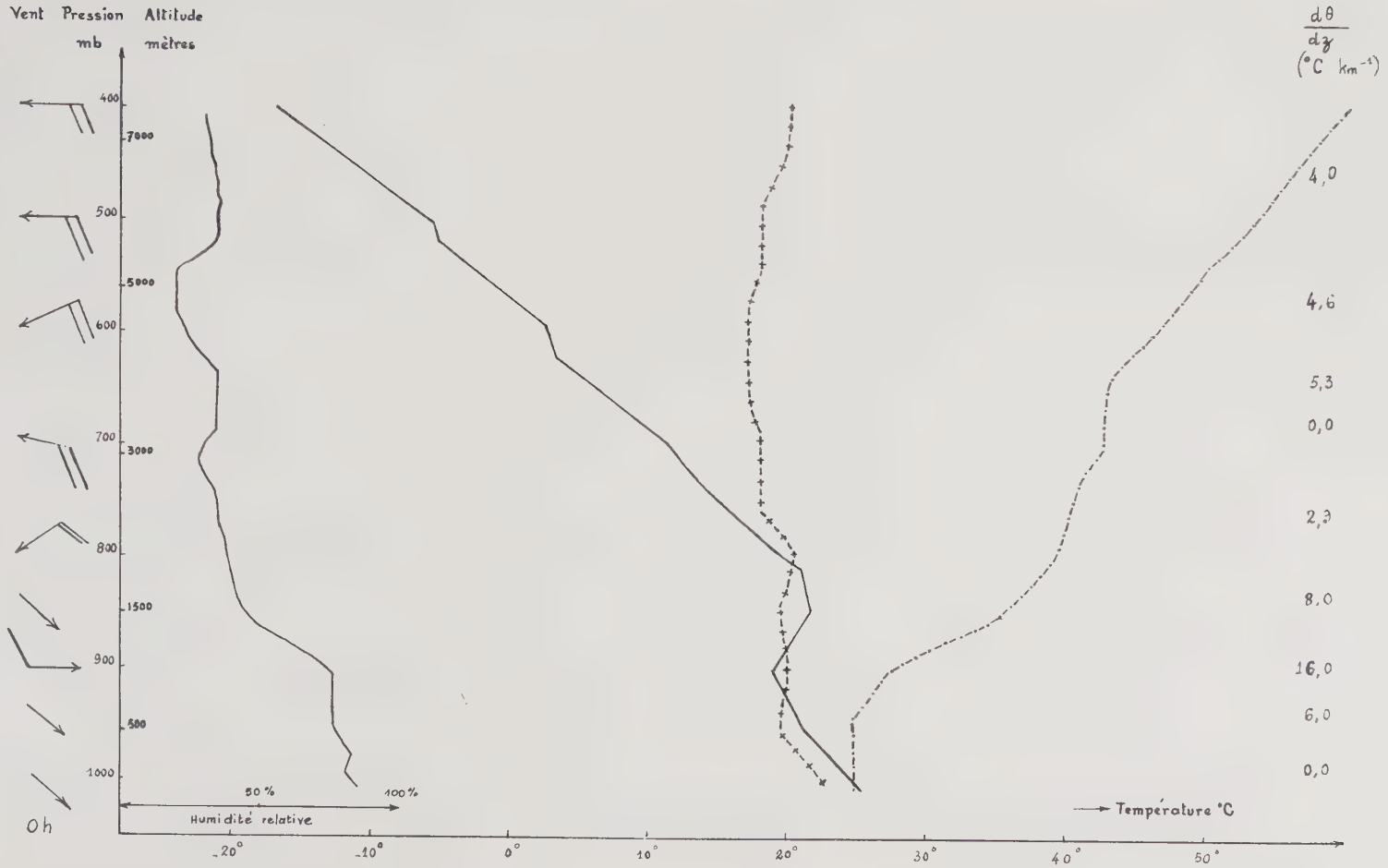
FIG. 2.19. — Juillet.

21 Août 1959 - 6h

Nébulosité = 1 (C_L)

FIG. 2.20. — Août.

Température à 0h.
Température potentielle
Température potentielle du thermomètre humide à 0h.



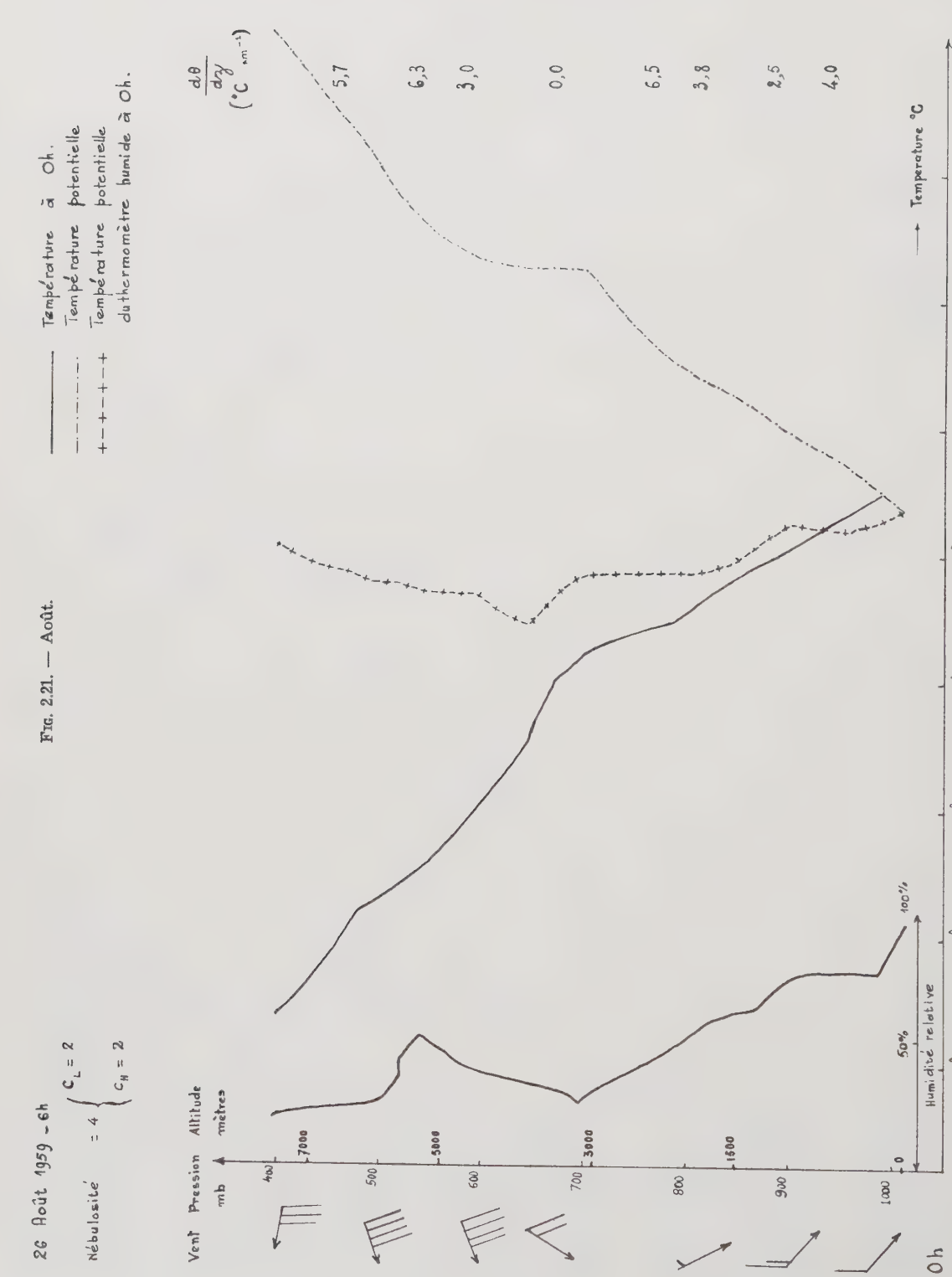

26 Août 1959 - 6h
Nébulosité = 4 { $C_L = 2$ / $C_H = 2$
Température à Oh.
Température potentielle
Température potentielle du thermomètre humide à Oh.
Vent
Pression mb
Altitude mètres
400
500
600
700
800
900
1000
7000
5000
3000
1500
0
Oh
Humidité relative
50%
100%
-20°
-10°
0°
10°
20°
30°
40°
50°
Température °C
$\frac{d\theta}{dz}$ (°C m⁻¹)
5,7
6,3
3,0
0,0
6,5
3,8
2,5
4,0

FIG. 2.21. — Août.

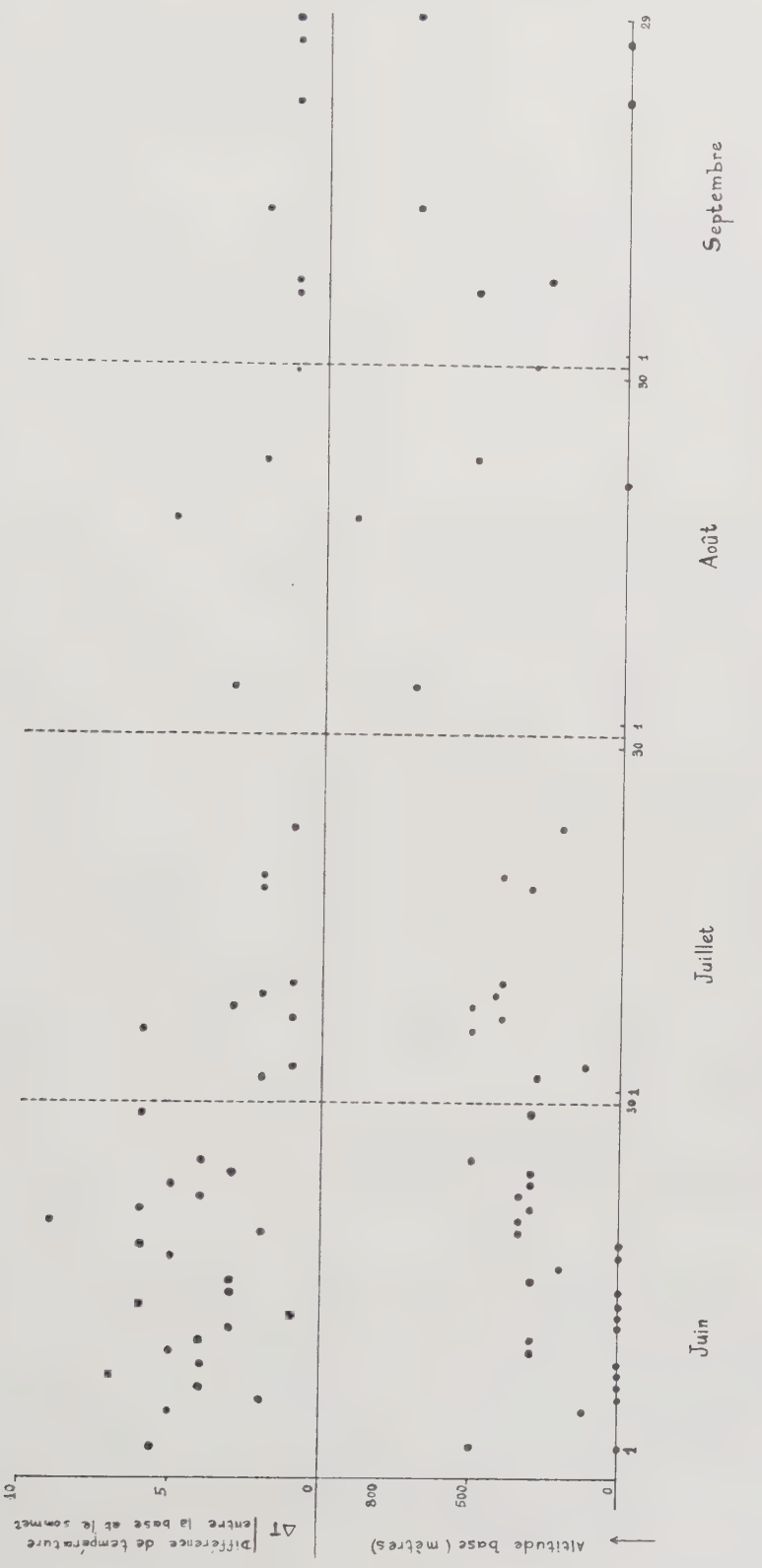


FIG. 2.22. — Fréquence et altitude de l'inversion de température au cours de l'été 1960.

CHAPITRE III

COMPARAISON DES INVERSIONS DE TEMPÉRATURES OBSERVÉES A DAKAR, AVEC LES INVERSIONS OBSERVÉES EN D'AUTRES STATIONS D'AFRIQUE

Pour étudier d'une manière approfondie les inversions décrites au paragraphe précédent, il faudrait étudier leur comportement au-dessus de vastes surfaces horizontales et examiner comment elles se déforment. Il faudrait également étudier leurs relations avec la situation générale sur les zones subtropicales et le déplacement des masses d'air.

Il serait donc nécessaire de comparer la structure thermique de la basse atmosphère à Dakar avec la structure thermique de la basse atmosphère en d'autres stations d'Afrique, et cela sur des séries de mesures suffisamment nombreuses.

Malheureusement les stations de radiosondages en Afrique sont très dispersées, et il est difficile de faire une étude vraiment significative. Une autre difficulté tient au fait que les heures de lancer ne sont pas les mêmes dans les différentes stations et que, pour une même station, les heures de lancer varient d'une année à l'autre.

La comparaison des radiosondages de Dakar avec ceux d'Abidjan ou de Lagos ne conduisent pas à des résultats très intéressants, car les conditions climatiques sont bien différentes. Il en est de même des comparaison entre Dakar et Fort-Trinquet.

Aussi nous nous sommes limités à l'étude de Dakar et des stations situées approximativement à la même latitude;

Niamey (13°30), Fort-Lamy (12°), Sal (15°).

La comparaison des résultats d'un grand nombre de radiosondages a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

— Pendant toute la période où l'anticyclone saharien et par conséquent le régime d'harmattan, sont bien établis, on note une assez bonne similitude entre les inversions observées à Dakar, Niamey et Fort-Lamy, pendant la nuit.

Lorsque le régime de dépression thermique s'établit sur le Sahara, les comparaisons deviennent beaucoup plus hasardeuses. D'ailleurs Niamey passe au Sud du F.I.T. bien avant Dakar.

Les îles du Cap-Vert, pourtant proches de Dakar, échappent la plupart du temps au courant d'Est continental et ont un climat océanique bien différent.

Une étude complète et détaillée paraît difficile à réaliser; aussi il a paru préférable de choisir quatre journées représentatives de situations caractéristiques.

Il arrive fréquemment que certaines périodes (8 à 10 jours) présentent des conditions météorologiques stationnaires. Les quatre journées caractéristiques ont été choisies au milieu de ces périodes. Pour chacune des journées citées, on trouvera une planche comportant :

a) les courbes de température et d'humidité relative pour les 3 stations : Niamey, Dakar, Sal;

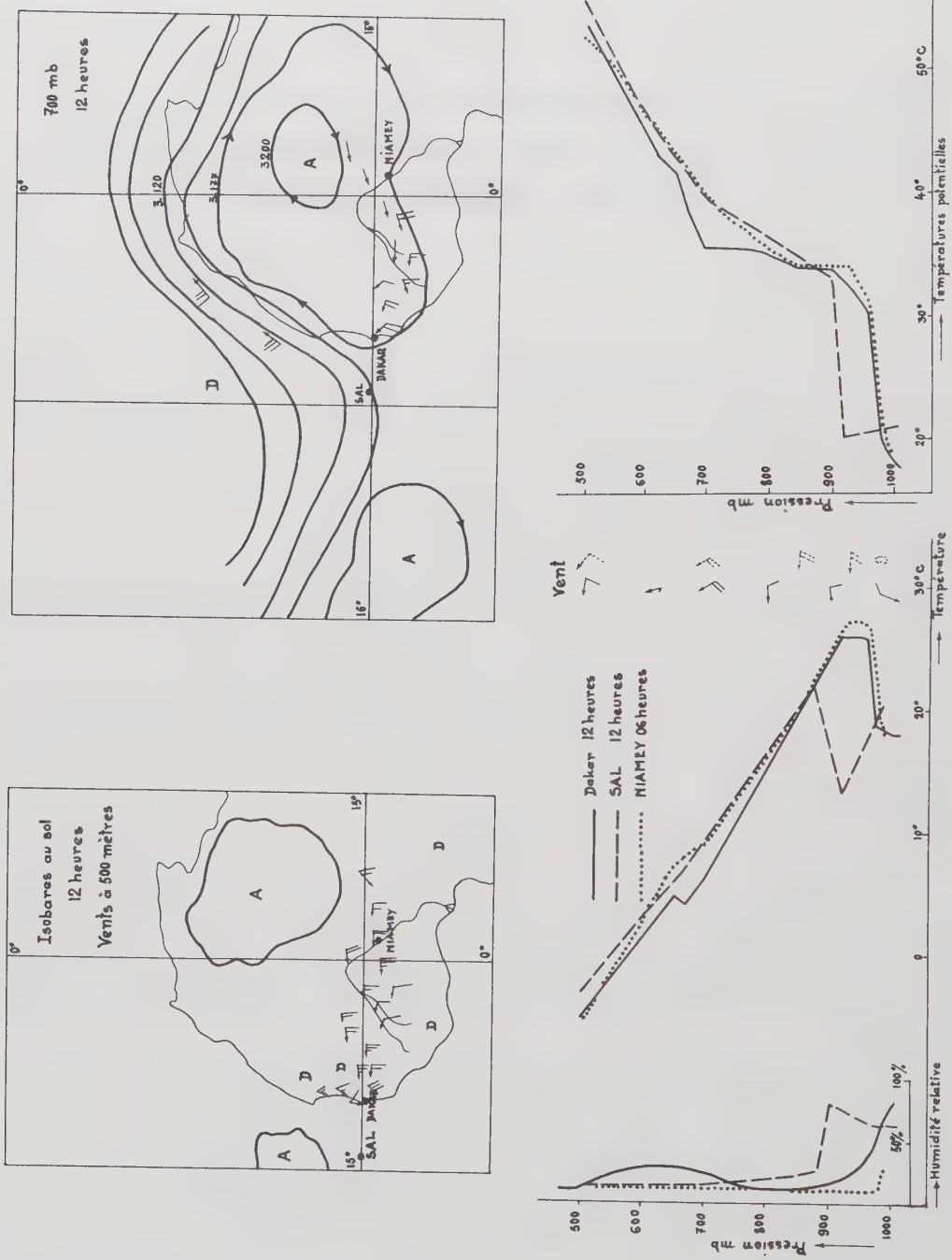


FIG. 3.1. — 24 février 1960.

b) les températures potentielles pour ces mêmes stations;

c) la carte au sol avec les isobares. Sur la carte au sol, on a porté également les principaux courants aériens observés à une altitude de 500 mètres;

d) la carte des isohypses à 700 mb.

Bien que l'inversion observée ait sans doute son origine beaucoup plus haut, c'est la carte à 700 mb. qui semble donner le plus d'indications concernant les inversions de température.

A) *Les figures 3.1 et 3.2 correspondent à un régime de haute pression sur le Sahara*

Les cartes montrent un courant d'Est très net à 500 mètres d'altitude de part et d'autre du 15e parallèle.

Figure 3.1. 24 février 1960.

La carte à 700 mb. montre un anticyclone centré sur le Sahara et, par voie de conséquence, un courant d'Est le long du 15e parallèle. Dakar et Niamey occupent des situations similaires par rapport à cet anticyclone.

A l'altitude de 500 mètres, un courant d'Est très net traverse toute l'Afrique Occidentale, et c'est seulement sur une étroite bande littorale au Nord de Dakar que l'alizé peut circuler.

A Dakar, l'inversion observée (à 12 heures) est caractéristique d'un courant d'alizé avec superposition d'un courant d'Est.

A Niamey, l'inversion observée (à 6 heures) est à peu près au même niveau que celle de Dakar, mais c'est une inversion nocturne due au refroidissement du sol et des couches d'air adjacentes dans une atmosphère sèche. Je n'ai pas de valeurs à 12 heures pour Niamey, mais étant donné les valeurs très élevées de la température pendant la journée, on peut facilement supposer que l'inversion disparaît. L'inversion nocturne observée à Niamey est probablement semblable à l'inversion décrite pour Aoulef par Dubief [27].

A Sal, on observe une inversion d'alizé.

Figure 3.2. 1er mars 1960.

Cette journée a été choisie pendant une période d'une semaine environ au cours de laquelle l'harmattan a soufflé au sol à Dakar.

La carte à 700 mb. montre l'anticyclone continental déplacé vers l'Ouest, d'où à Dakar un courant de vent d'Est comme précédemment à cette altitude, mais ce courant de vent d'Est se prolonge assez loin au-dessus de l'Océan jusqu'aux îles du Cap-Vert. Niamey par contre, se trouve en dehors de ce courant.

A 500 mètres, un puissant courant de vent d'Est traverse toute l'Afrique Occidentale et arrive jusqu'à l'Océan, refoulant complètement l'alizé.

A Dakar (0 heure), on a l'inversion de type a décrite au chapitre précédent (inversion se formant dans la soirée lorsqu'une mince couche de vent de mer pénètre sur le continent).

A Niamey (06 heures), l'inversion est semblable à celle du 24 février, mais moins accentuée. Elle est beaucoup moins intense qu'à Dakar.

A Sal (12 heures), l'inversion d'alizé s'observe toujours, mais fortement abaissée par rapport à son niveau habituel.

B. — Les figures 3.3 et 3.4 correspondent à un régime de dépression à l'intérieur du continent.

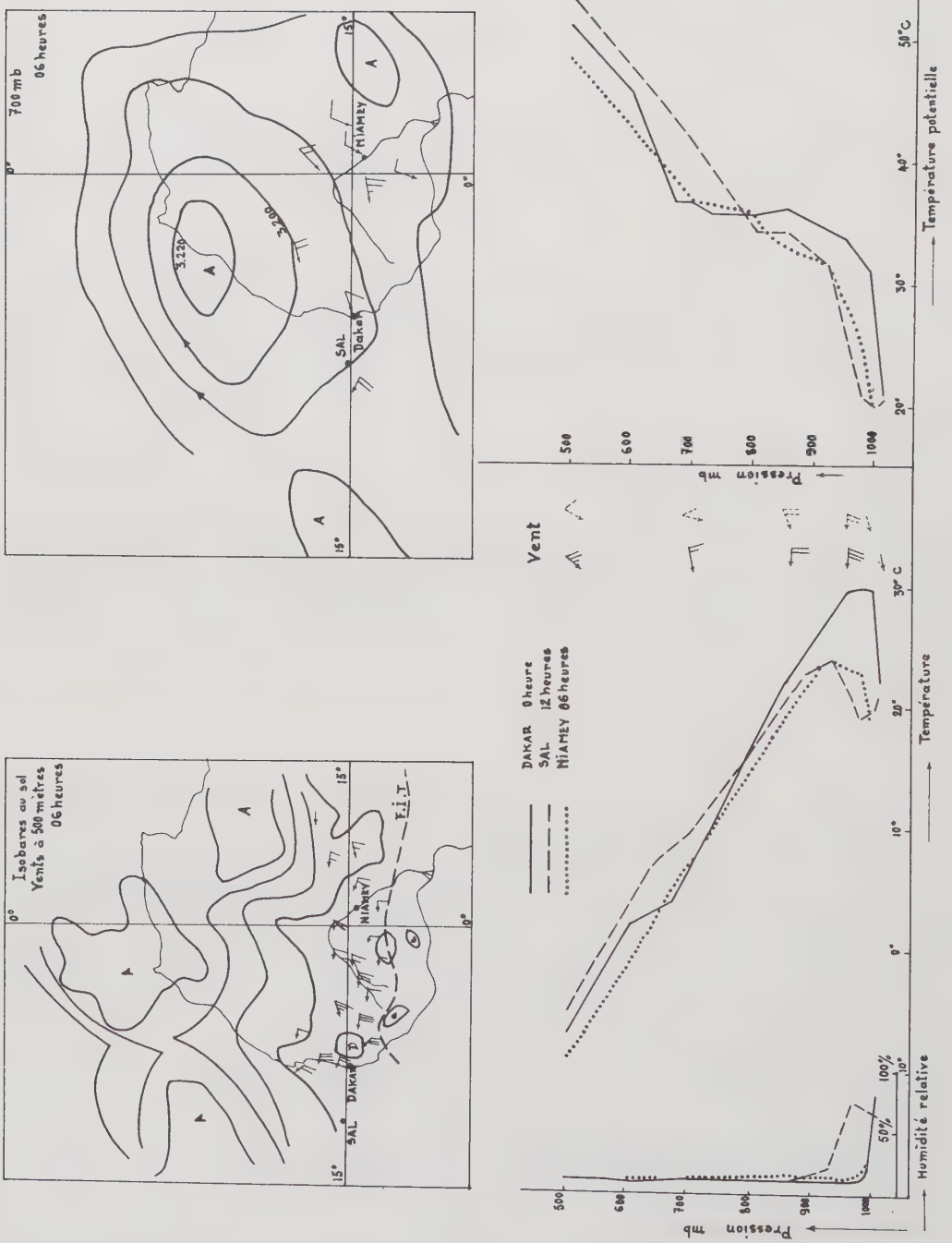


FIG. 3.2. — 1er mars 1960.

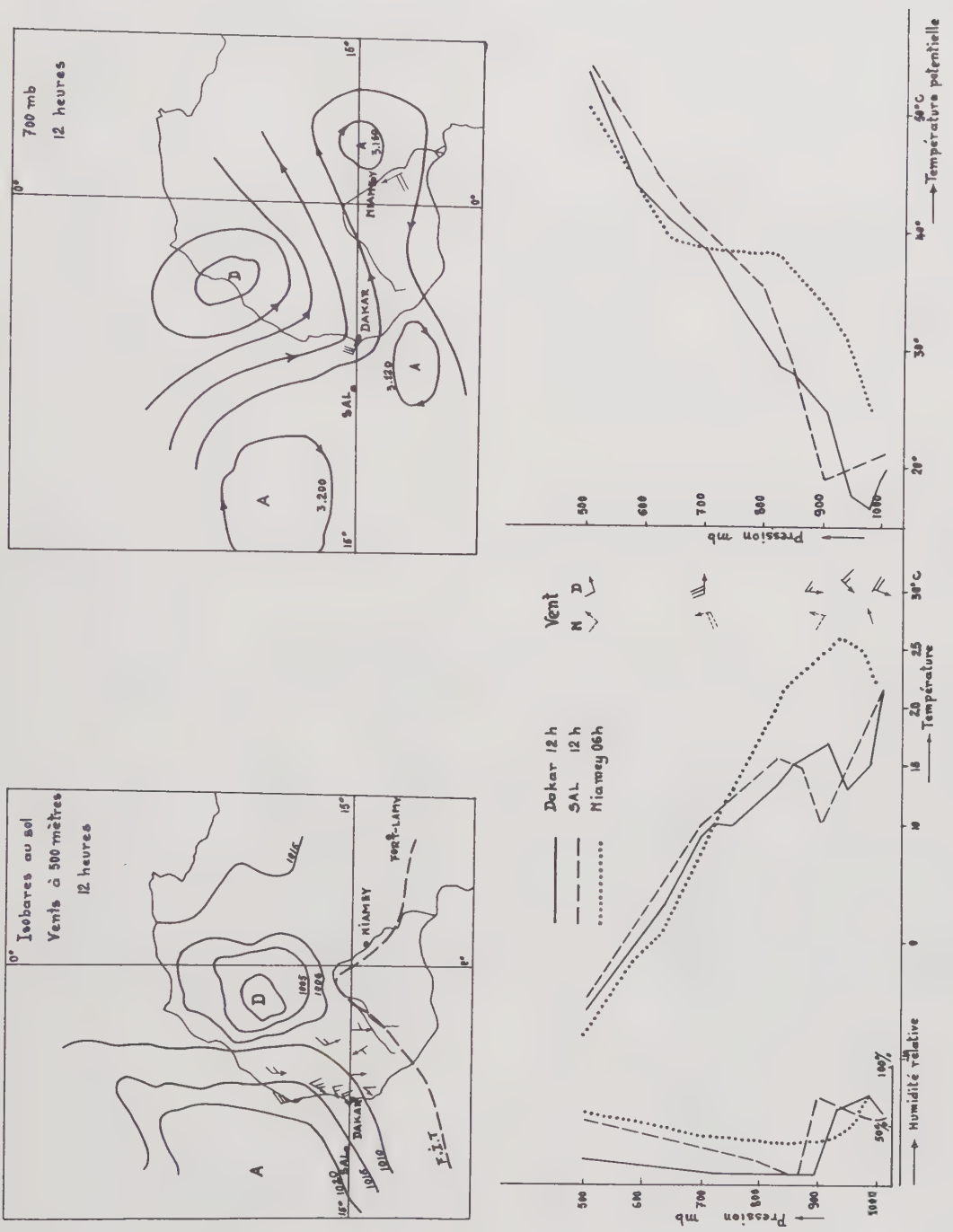
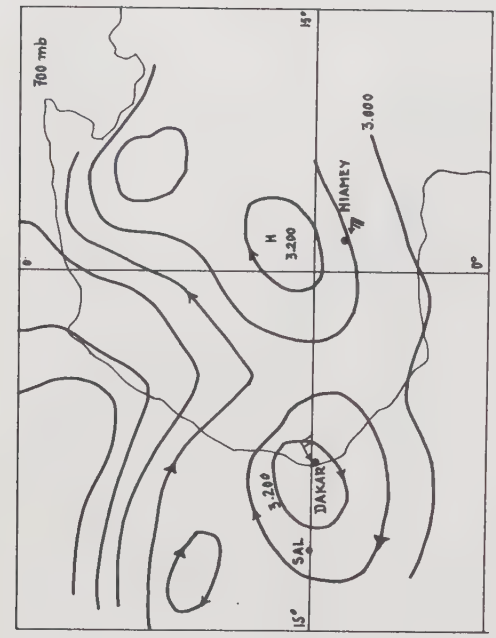
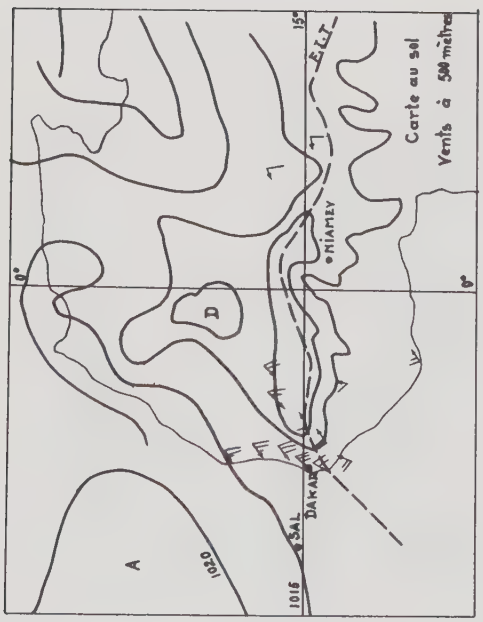


Fig. 3.3. — 23 mars 1960.





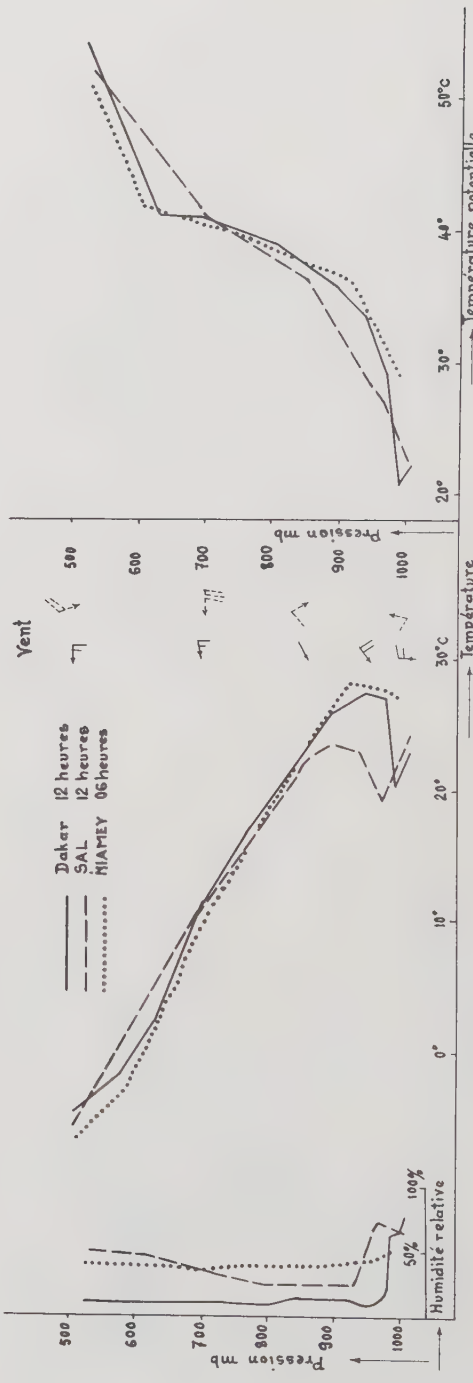


FIG. 3.4. — 16 mai 1960.

Figure 3.3. Mars 1960.

Cette situation se rencontre fréquemment au cours de la seconde quinzaine de mars, lorsque le régime de dépression s'établit au sol à l'intérieur du continent. Au niveau 700 mb. un courant océanique pénètre largement au-dessus du continent. A l'altitude de 500 mètres l'alizé, qui n'est plus arrêté par l'harmattan, peut s'enfoncer assez loin dans l'intérieur.

Dakar se trouve par rapport aux anticyclones océaniques, dans une situation assez semblable à celle de Sal.

Sal, l'inversion est l'inversion normalement observée en période d'alizé.

Dakar, tous les courants aériens sont d'origine océanique. L'inversion de température a la même allure que celle de Sal, mais est beaucoup plus basse. On remarque que le courant Nord-Est observé à Dakar entre 500 et 1 000 mètres a passé sur le rebord du continent. C'est peut-être une des raisons pour lesquelles l'inversion est abaissée.

Niamey, à Niamey la situation est tout à fait différente. La dépression saharienne entraînant une forte ondulation du F. I. T. vers le Nord — à l'intérieur de la boucle du Niger — Niamey se trouve très proche des zones de B.P. équatoriales, d'où une forte augmentation de l'humidité dans toute l'atmosphère. On observe toujours l'inversion due au refroidissement nocturne, mais moins accentuée.

Figure 3.4. 16 mai 1960.

Au sol, anticyclone océanique et dépression sur le continent où le F. I. T. ondule autour du 15e parallèle.

A 500 mètres on n'observe plus comme au cours de la saison sèche un courant d'Est traversant tout le continent, mais les vents suivent des directions très variables imposées par les dépressions.

Au Nord du F. I. T., où se trouve Dakar, on a encore un courant d'alizé sur la côte. Au Sud du F. I. T., c'est le régime de moussons.

A 700 mb. et aux niveaux plus élevés le régime de hautes pressions subsiste. On observe des anticyclones centrés autour du 15e parallèle, d'où vent d'Est à ce niveau à Dakar.

Dakar, l'inversion de température est très intense.

Sal, Sal se trouve dans une situation similaire à celle de Dakar. L'inversion de température est très forte et plus basse que son niveau habituel.

Niamey, la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère a sensiblement augmenté. L'inversion de température est beaucoup moins accentuée car la température de l'air au voisinage du sol reste encore très élevée pendant la nuit. Le refroidissement nocturne est réduit; d'une part le rayonnement de la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère et des nuages, d'autre part le flux de chaleur venant de l'intérieur du sol (qui, à cette époque de l'année atteint une température élevée) tendent à compenser les pertes par rayonnement du sol pendant la nuit.

CHAPITRE IV

CARACTÈRES ET ORIGINE DES INVERSIONS EXAMINÉES

Des inversions de température existent sous toutes les latitudes et dans des conditions climatiques tout à fait différentes, mais ce qui est remarquable à Dakar, c'est la permanence de l'inversion pendant 8 mois de l'année.

On classe habituellement les inversions de température en [3] [4];

— inversions de subsidence [58] [64];

— inversions frontales;

— inversions au sol (dont les causes peuvent être diverses, rayonnement, turbulence...).

Plusieurs causes peuvent intervenir en même temps et se renforcer mutuellement.

4.1. — **Subsidence**

La subsidence semble être d'une importance primordiale. Même si elle n'est pas à l'origine du phénomène, c'est elle qui permet à l'inversion formée de se maintenir.

On sait d'ailleurs que les inversions de température sont particulièrement fréquentes dans les zones anticycloniques.

La permanence des anticyclones subtropicaux explique donc la permanence des inversions de température à ces latitudes où la majeure partie de la troposphère est le siège d'une forte subsidence.

4.1.1. — ***Caractère d'une masse d'air subsidente***

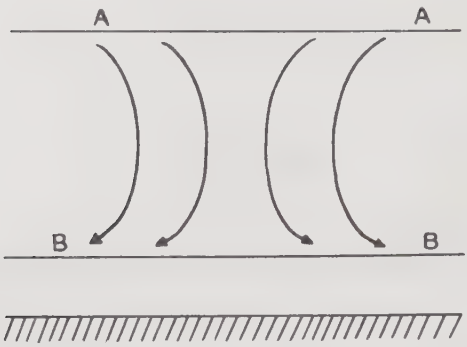
Résumons rapidement les caractères essentiels d'une masse d'air subsidente :

Considérons une couche d'air où la limite supérieure de la subsidence est au niveau AA et la limite inférieure au niveau BB.

On peut donc dire que la vitesse verticale est nulle en A et en B, et qu'elle atteint sa valeur maximum quelque part entre A et B.

Dans la partie supérieure, le mouvement descendant de l'air doit être compensé par la convergence horizontale. Dans la partie inférieure, il doit y avoir une divergence horizontale.

La stabilité, représentée pratiquement par la dérivée de la température potentielle $\frac{d\theta}{dz}$, est positive et faible dans la région centrale où la vitesse verticale est maximum,



et croît vers le bas dans la région inférieure, ce qui se traduit par une inversion de température ou par une isothermie approximative. Par contre si θ' désigne la température potentielle du thermomètre mouillé, la dérivée $\frac{d\theta'}{dz}$ peut être positive ou négative dans cette partie inférieure, alors que dans la partie centrale elle est très voisine de $\frac{d\theta}{dz}$, donc faible.

L'humidité relative augmente brusquement à la base de la subsidence.

4.1.2. — *Etude des inversions décrites au chapitre 2*

L'examen des graphiques donnés au chapitre 2 suggère les remarques suivantes :

1° Quand on s'élève à partir du sol le long de la verticale, l'humidité relative décroît brusquement au niveau de la base de l'inversion, quel que soit le type d'inversion, comme l'on pouvait s'y attendre.

2° Il existe presque toujours une zone au-dessus de l'inversion dans laquelle le taux de variation de la température potentielle $\frac{d\theta}{dz}$ est faible.

Si nous examinons les valeurs de $\frac{d\theta}{dz}$ le long d'une verticale à partir de l'altitude de 7 km jusqu'au sol, $\frac{d\theta}{dz}$ augmente d'abord jusque vers 5 km ou 4 km. On trouve donc à ce niveau une première zone de stabilité plus ou moins accentuée. La stabilité peut parfois être assez forte pour conduire à une isothermie ou une petite inversion de température à ce niveau (figures 2.6, 2.11, 2.13, 2.16, 2.19). Au-dessous de 4 km $\frac{d\theta}{dz}$ devient très faible, ce qui indique une faible stabilité (c'est sans doute là où la vitesse verticale atteint sa valeur maximum). Enfin $\frac{d\theta}{dz}$ augmente brusquement, ce qui indique une forte stabilité, et la base de la subsidence.

Ces caractères se retrouvent toujours plus ou moins marqués quel que soit le type d'inversion examiné.

En ce qui concerne l'inversion des basses couches que nous étudions, c'est donc essentiellement la région au-dessous de la première zone stable qui nous intéresse.

Lorsqu'on a des courants dirigés par des anticyclones situés au-dessus du continent, la région de stabilité se trouve très bas, ce qui indiquerait que la subsidence se poursuit presque jusqu'au sol.

Pendant la nuit, la couche stable va jusqu'au sol (figures 2.6, 2.8, 2.12, 2.16). Pendant la journée, on a au-dessous de la couche stable représentée par l'inversion, une étroite bande où l'on observe un gradient suradiabatique.

Lorsque les courants sont dirigés par des anticyclones océaniques, il peut arriver que $\frac{d\theta}{dz}$ devienne très faible, tout en restant positif (figure 3.3). La zone stable se situe au-dessus de 500 mètres. Une couche instable peut alors s'établir au-dessous de la couche stable représentée par l'inversion.

4.2. — Différentes causes pouvant intervenir dans la formation des inversions

La subsidence seule n'est pas suffisante pour expliquer les inversions observées.

a) le vent d'Est descend jusqu'au sol.

Les masses d'air amenées par le vent d'Est sont caractérisées par une zone de stabilité très proche du sol. Une inversion ne se forme que si une autre cause vient provoquer le refroidissement de la couche d'air adjacente au sol (refroidissement nocturne du sol par rayonnement ou apport d'air frais maritime).

Le rôle essentiel de la subsidence est de faciliter la formation de l'inversion et ensuite de la maintenir.

b) Dans les inversions observées en avril, mai, juin, juillet, août, le vent d'Est chaud surmonte une couche d'alizé ou de vent du Nord-Ouest plus froid, et la subsidence affectant les courants d'Est se poursuit dans le courant océanique sous-jacent. Il se crée ainsi une inversion de température dans le courant océanique. L'altitude de cette inversion est liée à l'altitude du courant d'Est, mais aussi à l'intensité de la subsidence (figures 2.17, 2.19, 2.20).

c) Dans le cas des inversions observées avec alizé et vents d'Ouest en altitude, la couche stable ne descend pas au-dessous de 500 mètres. Au-dessus de l'inversion il ne semble pas qu'il y ait une discontinuité particulière de masse d'air.

L'explication généralement proposée pour l'inversion de l'alizé est la suivante : l'inversion de l'alizé résulte probablement d'une alimentation double de ce courant; de l'air froid et humide provenant de la zone tempérée occupe les basses couches, de l'air intertropical chaud et sec circule au-dessus. Dans les zones subtropicales, la forte subsidence abaisserait l'inversion.

Si nous comparons les inversions aux îles du Cap-Vert et les inversions à Dakar, nous constatons que l'inversion est toujours plus basse à Dakar, ce qui semble prouver que l'inversion est déterminée avant tout par le refroidissement de l'air à partir de la mer.

4.3. — Rôle du rayonnement du sol

Le sol très chaud pendant la journée a certainement aussi un rôle important dans l'échauffement de la basse atmosphère et dans le comportement des couches d'inversion.

Les échanges entre la couche chaude et le sol doivent avoir lieu essentiellement par convection, tandis que les échanges entre la couche chaude et l'atmosphère libre doivent avoir lieu essentiellement par rayonnement.

L'échauffement du sol tend à détruire l'inversion pendant la journée.

4.4. — Intensité des inversions observées

On pourrait caractériser l'intensité des inversions de température par leur épaisseur, la différence de température entre la base et le sommet, leur résistance à la destruction.

Pour pouvoir comparer entre elles des inversions de types différents, le meilleur critère est sans doute de les caractériser par la différence de température potentielle entre la base et le sommet (ce qui fait intervenir, à la fois l'épaisseur de la couche et son gradient de température). Soit $\Delta\theta$ la différence entre ces deux températures potentielles.

Lorsqu'une inversion se termine par une isothermie, il faut sans doute prendre pour température du sommet la température du point le plus chaud à l'altitude la plus élevée.

Ayant ainsi défini l'intensité d'une inversion, la valeur moyenne de $\Delta\theta$ a été calculée pour chaque mois de l'année. Afin de rester toujours dans des conditions comparables, on a utilisé uniquement les sondages de nuit.

Les résultats sont consignés dans le tableau ci-dessous.

Intensité des inversions de température

Mois	$\Delta\theta$ °C
Novembre	7
Décembre	5
Janvier	7
Février	9
Mars	10,5
Avril	14
Mai	14
Juin	10
Juillet	6,5
Août	6

On remarque le maximum très prononcé de $\Delta\theta$ pendant les mois d'avril et mai. Cela correspond à l'époque où le soleil passe au zénith pour les régions situées le long du 15e parallèle (30 avril à la latitude de Dakar).

Ce sont les mois où la radiation globale est maximum, et où, dans l'intérieur du continent qui n'est pas rafraîchi par l'alizé les températures moyennes au sol sont les plus élevées.

C'est aussi l'époque où, en altitude, l'activité anticyclonique est la plus intense et les cartes à 700 mb. montrent au mois de mai des séries de noyaux de haute pression centrés de part et d'autre du 15e *parallèle*. Ces centres se déplacent rapidement d'un jour à l'autre.

Lorsque le soleil passe de nouveau au zénith en août, toutes les régions situées à la latitude de Dakar sont dans la zone des B. P. équatoriales. La nébulosité réduit considérablement la radiation globale. Dans les territoires de l'intérieur, les températures moyennes au sol sont beaucoup plus faibles qu'en avril-mai. Dans toute la basse atmosphère, la forte humidité abaisse les températures. Les cartes à 700 mb. montrent les centres de haute pression vers l'Afrique du Nord, et un courant de vent d'Est équatorial aux environs du 15e parallèle. Ainsi les conditions favorables à la formation des inversions de température ne se trouvent plus réalisées.

4.5. — L'inversion de Dakar et l'inversion tropicale

L'inversion de température observée à Dakar de mars à juillet se rattache à l'inversion qui est observée normalement sur les parties Est des Océans subtropicaux. Cette inversion, à laquelle il a déjà été fait allusion au chapitre 2, est aussi appelée inversion des alizés. Elle a été étudiée par von Ficker pour l'Océan Atlantique [33], et par Neiburger pour le Pacifique Est [61].

Les observations mentionnées dans l'étude de Neiburger sont effectuées pendant l'été et concernent essentiellement les régions situées au large de la Californie, entre le 25e et le 35e parallèle. La région correspondante de l'Atlantique Est est la région des Canaries. Elle a été étudiée par von Ficker. Les observations de von Ficker sont effectuées pendant le printemps et l'été et portent sur l'Atlantique Nord et l'Atlantique Sud.

Dans ces deux ouvrages, une grande importance est donnée à l'altitude de la base de l'inversion. Ceci est normal puisque l'altitude de la base de l'inversion coïncide avec l'altitude de la base des nuages (on peut voir à ce sujet la figure 2.19 du 13 juillet 1960).

Sur les côtes de l'Atlantique Nord, l'altitude de la base de l'inversion s'abaisse depuis les îles Canaries jusque vers le 15e parallèle. C'est entre Port-Etienne (20e parallèle) et Dakar (15e parallèle) que sont observées les altitudes les plus basses. L'inversion remonte ensuite, puis disparaît complètement dans la région équatoriale.

En avril-mai, les Canaries se trouvent à la limite Nord des alizés et Dakar à la limite Sud. Les inversions observées en ces deux endroits ont donc certainement une origine commune. Mais il est probable que, sur la bande côtière autour de Dakar, il faut rechercher dans les courants venant du continent la cause du fort abaissement observé et des températures élevées observées au sommet de l'inversion.

D'après Neiburger, la forte subsidence est la cause fondamentale de l'inversion tropicale. On sait d'ailleurs que ce puissant courant descendant a son origine très haut dans la troposphère ou même à la base de la stratosphère, et qu'il est associé au « jet stream » [74].

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE THÉORIQUE DU RAYONNEMENT TERRESTRE

Après quelques généralités concernant le rayonnement terrestre, on rappelle les équations classiques de transfert dans le cas d'une atmosphère absorbante et non diffusante, et on montre la nécessité de définir une fonction de transmission. Cette fonction de transmission, base de tous les calculs théoriques concernant le transfert radiatif, a fait l'objet de nombreuses études. On trouvera ci-après une vue d'ensemble sur les chemins suivis par les différents auteurs pour trouver une expression aussi exacte que possible de cette fonction de transmission.

On expose ensuite quelques-unes des méthodes les plus classiques utilisées pour calculer les flux de rayonnement atmosphériques.

Le calcul du refroidissement radiatif des couches minces fait l'objet d'un chapitre. J'ai essayé, en particulier, de traiter avec plus de précision qu'on ne le fait habituellement, le rôle du gaz carbonique dans le refroidissement de la troposphère. La méthode de calcul a été appliquée à un exemple concret choisi à Dakar.

Les calculs classiques admettent en général que le sol se comporte comme un corps noir. Je me suis efforcé d'évaluer le pouvoir réflecteur d'une nappe d'eau liquide pour l'ensemble des longueurs d'onde comprises entre 4 μ et 30 μ. Comme ce pouvoir réflecteur a une valeur non négligeable, une correction a été introduite pour tenir compte de la réflexion du rayonnement atmosphérique sur le sol.

On trouvera dans le dernier chapitre quelques notions concernant le rôle joué par les particules solides en suspension dans l'air et l'influence des brumes et nuages sur le rayonnement terrestre. J'ai effectué un calcul approximatif pour montrer le sens de la correction à apporter en présence d'aérosols par temps clair.

CHAPITRE V

GÉNÉRALITÉS SUR LE RAYONNEMENT TERRESTRE

Les températures rencontrées dans l'atmosphère de 0 à 30 km varient entre les limites extrêmes — 90 °C et + 100 °C. La température de surface du sol ne dépasse qu'exceptionnellement + 60 °C. Le corps noir, porté à des températures comprises entre ces limites extrêmes, émet un rayonnement de longueur d'onde λ telle que $2\,\mu \leqslant \lambda \leqslant 100\,\mu$ pratiquement. Le rayonnement terrestre est donc un rayonnement infrarouge composé de radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre ces deux limites.

5.1. — Corps émettant le rayonnement terrestre

Les corps émettant ce rayonnement sont :

5.1.1. — *Les gaz contenus dans l'atmosphère ayant des bandes d'absorption entre 2 μ et 100 μ*

L'ozone présente dans l'infrarouge une forte bande vers $9{\cdot}10\,\mu$, une bande à $15\,\mu$ qui coïncide avec la bande de forte absorption du gaz carbonique et une bande autour de $4{,}7\,\mu$. Seule la bande $9{\cdot}10\,\mu$ est importante dans les phénomènes de rayonnement et d'absorption atmosphérique. Dans la troposphère inférieure la quantité d'ozone est négligeable devant la quantité de gaz carbonique et la quantité de vapeur d'eau. La température effective de la couche d'ozone est beaucoup plus froide que celle du sol et de la basse atmosphère. Tandis que l'ozone a une grande importance pour l'équilibre thermique de la stratosphère, son rôle est à peu près insignifiant dans les échanges radiatifs de la basse atmosphère au-dessous de 15 km.

Le gaz carbonique a une bande étroite, mais intense centrée vers $15\,\mu$. Il possède une autre bande intense à $4{,}3\,\mu$, mais l'énergie rayonnée par cette bande n'est appréciable que pour des températures supérieures à 10 °C et, de toutes façons, elle représente au maximum 1 % de la totalité de l'énergie rayonnée par l'atmosphère.

On peut admettre que la composition de l'air en gaz carbonique reste à peu près constante, de sorte que l'absorption et le rayonnement du gaz carbonique ne sont influencés que par la température de l'air.

La vapeur d'eau est le principal absorbant de la troposphère. Son spectre est beaucoup plus étendu que celui du gaz carbonique.

La vapeur d'eau présente une forte bande d'absorption centrée vers $6\,\mu$. Cette bande de vibration-rotation intervient principalement dans le transfert radiatif dans la

basse troposphère. La bande la plus intense, appelée bande rotationnelle pure, est située entre 20 μ et 80 μ. Dans la haute atmosphère, le transfert d'énergie par cette bande devient prépondérant. Mais il existe des bandes associées à la bande 6 μ entre 4,5 et 10 μ, et beaucoup de raies rotationnelles pures au-delà de 10 μ. Ainsi, il y a une légère émission (ou absorption) par la vapeur d'eau entre 8 et 13 μ et dans la bande d'absorption du gaz carbonique, entre 13 μ et 18 μ. La quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère est essentiellement variable. C'est finalement la partie du rayonnement thermique due à la vapeur d'eau qui subit les fluctuations les plus importantes.

Certains constituants mineurs de l'atmosphère (N_2O, CO, CH_4) ont des bandes légères dans la région comprise entre 4 et 22 μ mais leur contribution au rayonnement total est négligeable.

5.1.2. — *Le sol*

Le sol émet un rayonnement réparti entre les limites extrêmes 2 et 90 μ. Le pouvoir émissif maximum se trouve situé selon la température entre 9 et 13 μ.

Dans tout ce domaine, le pouvoir réflecteur du sol sous incidence normale ne dépasse pas 10 %. On peut donc admettre que l'énergie émise par l'unité de surface du sol portée à la température T est voisine de $W = \sigma T^4$ (σ étant la constante de Stefan-Boltzman).

A Dakar, par exemple, durant la nuit la température du sol se maintient assez constante et voisine de 20 °C. La longueur d'onde de l'émission maxima est 10 μ et l'énergie émise est voisine de

$$W = 0{,}610 \text{ cal.cm}^{-2} \text{ min.}^{-1} = 0{,}610 \text{ langleys.min}^{-1}.$$

5.1.3. — *Les nuages*

La présence de nuages modifie et complique considérablement les phénomènes de rayonnement atmosphérique.

Les nuages bas et moyens sont constitués par des gouttelettes d'eau liquide. On sait que, au delà de 3 μ, le coefficient d'absorption de l'eau liquide a une valeur très élevée. Pour cette raison, on admet souvent qu'un nuage suffisamment dense et épais absorbe totalement le rayonnement infrarouge incident et se comporte comme un corps noir. On verra pourtant que, même dans le cas de nuages denses, une partie du rayonnement infrarouge est réfléchi par les gouttelettes d'eau des nuages.

Par contre, les nuages élevés, constitués de cristaux de glace d'une faible densité, ne peuvent être considérés comme des corps noirs.

5.1.4. — *Les poussières*

Enfin l'atmosphère contient toujours des poussières d'origine diverses et de dimensions très variées (leur diamètre moyen est de l'ordre de quelques dixièmes de microns). Le nombre de poussières décroît avec l'altitude et elles interviennent principalement entre 0 et 1 500 m. D'après Götz [42], dans des conditions de visibilité moyenne, on peut estimer le rayonnement des poussières à 3 ou 4 % au maximum de celui du corps noir à la température de l'air au voisinage du sol. Les jours de vent de sable (fréquents dans les régions sahéliennes et désertiques) ce rayonnement peut dépasser de beaucoup cette valeur.

5.1.5. — *En résumé*

le sol émet vers l'espace un rayonnement infrarouge. Ce rayonnement est partiellement absorbé par les gaz de l'atmosphère. Par ces mêmes gaz et par les poussières qu'elle contient l'atmosphère rayonne elle-même et le rayonnement propre de l'atmosphère dirigé vers l'espace s'ajoute à celui du sol.

Les régions de forte absorption sont la bande 6 μ de la vapeur d'eau et la bande 15 μ du CO_2. Dans la région 6 à 7 μ et dans la région 14 à 16 μ l'atmosphère est noire pour une épaisseur de quelques mètres. Entre 8 et 13 μ existe une région de grande transparence appelée souvent « fenêtre atmosphérique ». Entre 16 et 20 μ se situe une région semi-transparente.

L'importance relative des différents constituants de l'atmosphère n'est pas du tout la même selon qu'il s'agit de la troposphère ou de la stratosphère. Dans la troposphère, l'absorbant de beaucoup le plus important est la vapeur d'eau. Dans la stratosphère, l'ozone et le gaz carbonique jouent un rôle essentiel.

5.2. — Importance du rayonnement terrestre en météorologie

5.2.1. — *Flux net de rayonnement*

Refroidissement radiatif de l'atmosphère

Dans les applications météorologiques, le problème qui se pose est de connaître l'énergie perdue ou reçue par une couche d'air située à une altitude déterminée. Il faut donc évaluer la puissance reçue par unité de surface horizontale, soit au niveau du sol, soit à une niveau donné de l'atmosphère.

Une surface horizontale S située à une altitude z au-dessus du sol (figure 5.1) reçoit :

a) un flux descendant D émis par l'atmosphère supérieure;

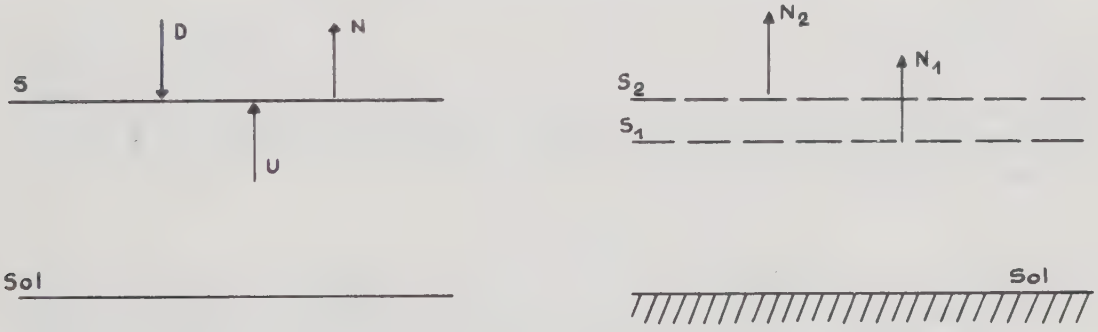


Fig. 5.1.

b) un flux ascendant U constitué par le flux émis par l'atmosphère inférieure et par le flux émis par le sol et partiellement absorbé par l'atmosphère.

On appelle flux net ascendant ou flux effectif ascendant de rayonnement terrestre la quantité $N = U - D$. Le plus souvent on a $U > D$ donc $N > 0$.

Au point de vue météorologique la plus importante de ces trois grandeurs est le flux N. Considérons en effet deux niveaux S_1 et S_2 de l'atmosphère. Entre ces deux niveaux se trouve une couche d'air qui perd ou reçoit de l'énergie de rayonnement. Soit N_2 le flux net au niveau S_2 et N_1 le flux net au niveau S_1. $N_2 - N_1$ représente

le gain ou la perte d'énergie par unité de temps entre ces deux niveaux. Cette perte ou ce gain d'énergie se traduit par un refroidissement ou un échauffement.

La masse d'air contenue par unité de surface entre les niveaux S_1 et S_2 est

$$m = \int_{z_1}^{z_2} \rho dz$$

ρ désignant la masse spécifique de l'air et $z_2 - z_1$ la distance verticale entre S_2 et S_1.

Soit c_p la chaleur spécifique de l'air à pression constante. Si ΔT est la variation à pression constante de la température moyenne de la couche d'air par unité de temps on a :

$$\Delta T = -\frac{N_2 - N_1}{c_p \int_{z_1}^{z_2} \rho \, dz}$$

Mais, d'après l'équation hydrostatique la différence de pression entre les deux niveaux est

$$p_1 - p_2 = \int_{z_1}^{z_2} \rho \, g \, dz$$

d'où

$$\Delta T = -\frac{g}{c_p} \frac{N_2 - N_1}{p_1 - p_2}$$

Cette relation, établie à partir de l'équation hydrostatique, n'est donc vraie qu'à une échelle suffisamment grande.

En général $N_2 > N_1$ ce qui se traduit par un refroidissement. Donc, sauf dans des circonstances particulières telles que le voisinage immédiat d'un sol chaud ou d'une forte inversion de température, l'effet du rayonnement terrestre est un refroidissement permanent de l'atmosphère.

5.2.2. — *Bilan de rayonnement au sol*

Soit U_s D_s et N_s les flux de rayonnement au niveau du sol.

En l'absence de rayonnement solaire, l'énergie perdue par le sol par rayonnement est représentée par $N_s = U_s - D_s$. Mais N_s n'est pas seul à déterminer les valeurs prises par les températures de surface du sol pendant la nuit. Les pertes par rayonnement en surface sont partiellement compensées par un apport de chaleur venant des couches profondes du sol. De plus, comme on le verra par la suite, le vent impose à la température de surface des fluctuations très rapides et importantes. Enfin, on ne peut négliger les échanges thermiques par condensation et évaporation.

5.2.3. — *Effets radiatifs dans la troposphère*

L'échauffement du à l'absorption du rayonnement solaire est de l'ordre de 0,4 °C par jour dans les 3 ou 4 premiers kilomètres de l'atmosphère. Le refroidissement du au rayonnement infrarouge de l'atmosphère est de l'ordre de 1 à 2 °C par jour environ. Ainsi l'échauffement par le soleil ne peut compenser ce refroidissement et la température de la troposphère est essentiellement déterminée par la turbulence de l'air.

Cependant le rayonnement terrestre peut jouer un rôle dans la troposphère. Il peut avoir des effets locaux particuliers tel que le refroidissement nocturne de l'air au voisinage du sol. Mais il n'est pas assez intense pour avoir des répercussions rapides dans le temps et dans l'espace sur la dynamique de l'atmosphère. Par contre, à cause de sa permanence et de sa régularité, ses effets à longue échéance ne sont pas négligeables. Ses variations avec l'altitude, la latitude et la saison peuvent être d'une grande importance météorologique.

CHAPITRE VI

ÉQUATIONS DE TRANSFERT POUR UNE ATMOSPHÈRE ABSORBANTE ET NON DIFFUSANTE FONCTION DE TRANSMISSION

Dans ces premiers chapitres, seule l'absorption moléculaire par les gaz constituants de l'atmosphère est envisagée et l'on ne fait pas intervenir la diffusion et l'absorption par les aérosols.

6.1. — Equations de transfert

6.1.1. — *Définitions et notations*

Il convient tout d'abord de rappeler les définitions des grandeurs fondamentales et de préciser les notations qui seront employées par la suite.

ν *Nombre d'onde* $\quad \nu = \dfrac{1}{\lambda}$ exprimé en cm^{-1}

i *intensité spécifique du rayonnement* — appelée plus simplement intensité de rayonnement. Elle caractérise le champ de rayonnement en un point P de l'atmosphère. Selon la définition de CHANDRASEKHAR [16]

$$i = \frac{dE}{\cos\theta \, d\nu \, dS \, d\omega \, dt}$$

où dE est l'énergie rayonnante contenue dans l'intervalle spectral ν, $\nu + d\nu$, traversant pendant le temps dt l'élément de surface dS et se propageant dans l'ensemble des directions contenues dans l'angle solide $d\omega$ (figure 6.1).

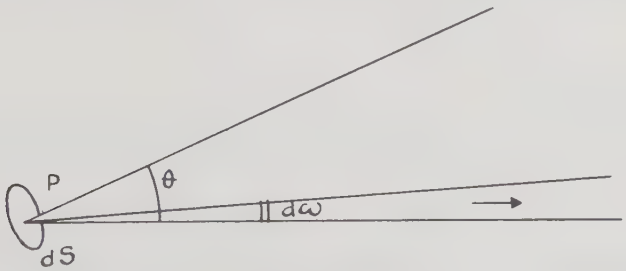


FIG. 6.1.

θ est l'angle de la direction de propagation avec la normale à la surface.

I *Intensité intégrée*

$i d\nu$ est intégrée pour l'ensemble du spectre

$$I = \int_0^\infty i d\nu$$

f. Flux spécifique de rayonnement

On passe de l'intensité au flux de rayonnement en intégrant dans un angle solide ω.

En général on considère le flux de rayonnement pour un hémisphère et on définit

$$f = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} i \sin\theta \cos\theta \, d\theta$$

θ étant l'angle polaire et φ l'azimuth

F *Flux intégré de rayonnement*

$$F = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} I \sin\theta \cos\theta \, d\theta$$

Fn *Flux net de rayonnement*

On définit parfois directement un flux net de rayonnement en effectuant l'intégration sur toutes les directions entourant le point P

$$F_N = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} I \sin\theta \cos\theta \, d\theta$$

Les flux de rayonnement sont exprimés en watt-cm^{-2}, souvent en cal.cm^{-2} min^{-1}, ou en langleys min^{-1}.

Dans beaucoup d'ouvrages de météorologie on les trouve exprimés en langleys par heure ou en langleys par jour.

Les notations suivantes sont encore utilisées.

i_b *Intensité spécifique du rayonnement noir* pour un nombre d'onde ν et une température T.

I_b *Intensité intégrée du rayonnement noir* pour une température T.

b *Flux spécifique du rayonnement noir* pour un nombre d'onde ν une température T et un angle solide hémisphérique.

B *Flux intégré de rayonnement noir* pour un angle solide hémisphérique et une température T.

$$B = \pi i_b$$

D'après les lois de Planck et de Stéfan on a

$$b = \frac{p\nu^3}{e^{\frac{q\nu}{T}} - 1} \qquad B = \sigma T^4$$

T est la température absolue.

p et q sont liés à la constante de Boltzman k, à la vitesse de la lumière c et à la constante de Planck h par les relations

$$p = 2\pi h c^2 \qquad q = \frac{h c}{k}$$

En utilisant les valeurs de k, h, c données par la table des constantes atomiques du

« Handbook of Chemistry and Physics (valeur de A Survey of Atomic Constants » (1955) par J. A. Bearden et John H. Thomsen) on a

$$p = 3{,}741\ 10^{-5}\ \text{erg cm}^2\ \text{sec}^{-1}$$
$$q = 1{,}438\ \text{cm degré}$$

La même table donne pour la constante de Stéfan - Boltzman

$$\sigma = 5{,}6696\ 10^{-5}\ \text{erg cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}\ \text{degré}^{-4}$$

Si les flux sont exprimés en calories cm^{-2} par unité de temps.

$$\sigma = 1{,}170\ 10^{-7}\ \text{cal cm}^{-2}\ \text{jour}^{-1}\ \text{degré}^{-4}$$
$$\sigma = 0{,}8125\ 10^{-10}\ \text{cal cm}^{-2}\ \text{min}^{-1}\ \text{degré}^{-4}$$

k Coefficient d'absorption

Lorsqu'un pinceau de radiation traverse un milieu matériel son intensité se trouve modifiée. Si ρ est la masse spécifique du milieu et ds l'épaisseur traversée dans la direction de propagation, l'intensité spécifique subit une variation

$$di = -k\,\rho\,ids$$

Le coefficient k ainsi introduit définit le coefficient d'absorption pour une radiation ν. Il s'exprime le plus souvent en $\text{cm}^2\ \text{g}^{-1}$.

Puisqu'il s'agit ici d'une atmosphère non diffusante, le coefficient k est le coefficient « d'absorption vraie ». L'affaiblissement $di = -k\,\rho\,ids$ caractérise l'énergie enlevée au faisceau incident pour être transformée en une autre forme d'énergie.

η *Coefficient d'émission*

Un élément de masse dm émet dans un angle solide $d\omega$ dans l'intervalle spectral $\nu \cdot \nu + d\nu$ et dans le temps dt une énergie rayonnante

$$dE = \eta\,dm\,d\omega\,d\nu\,dt$$

η est le coefficient d'émission (Chandrasekhar) [16]).

Dans le cas d'une atmosphère non diffusante, on suppose que l'on peut en chaque point définir une température locale T telle que le coefficient d'émission soit donné en fonction du coefficient d'absorption (loi de Kirchoff)

$$\eta = ki_b$$

6.1.2. — *Equation de transfert*

La variation d'intensité spécifique dans un milieu caractérisé par sa masse spécifique ρ, son coefficient d'absorption k et son coefficient d'émission η est régie par l'équation classique appelée équation de transfert

$$\frac{di}{ds} = \rho\,(-ki + \eta)$$

ds étant l'épaisseur d'absorbant traversée dans la direction de propagation considérée.

Dans cette étude on envisage le cas d'un gaz absorbant et l'équation s'écrit

(6.1)
$$\boxed{\frac{di}{ds} = k\,\rho\,(i_b - i)}$$

ρ = masse spécifique du gaz absorbant.
k = coefficient d'absorption du gaz absorbant.

6.1.3. — *Solution de l'équation de transfert dans le cas d'une atmosphère à stratification plane et parallèle*

En un lieu déterminé de la terre, on peut admettre que l'atmosphère est plane et que ses propriétés sont constantes en un même plan horizontal. La température et la densité des gaz absorbants sont caractérisées par des gradients verticaux.

L'intensité spécifique i du rayonnement terrestre en un point P de l'atmosphère pourra donc s'exprimer en fonction de son altitude z, d'un angle polaire θ et d'un azimuth φ. S'il y a symétrie axiale autour de la verticale du lieu considéré, i s'exprimera seulement en fonction de z et de θ.

On suppose tout d'abord que l'atmosphère contient un seul gaz absorbant.

Soit une mince couche de gaz absorbant { épaisseur de la couche dz ; masse spécifique ρ ; température absolue T ; coefficient d'absorption k }

et un rayonnement incident d'intensité i faisant un angle θ avec la verticale $z'z$ (figure 6.2).

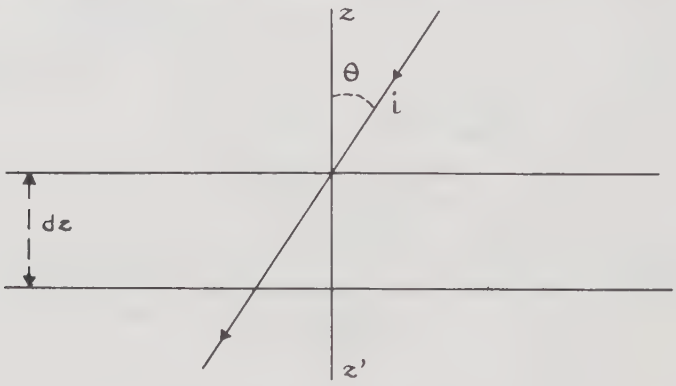


Fig. 6.2.

L'équation fondamentale s'écrit

(6.2) $$di = k\,\rho\,(i_b - i)\,dz \sec\theta$$

et en posant $$dz = \rho\,du$$

(6.3) $$di = k\,(i_b - i)\,du \sec\theta$$

u est l'épaisseur optique d'absorbant exprimée en $g.cm^{-2}$

a) *Intensité spécifique transmise par une couche absorbante d'épaisseur* $u_1 - u_0$ (figure 6.3)

i_1 intensité incidente

i_0 intensité transmise au niveau z_0

u_0 épaisseur d'absorbant entre le niveau de référence et le niveau z_0 de température T_0

u_1 épaisseur d'absorbant entre le niveau de référence et le niveau z_1 de température T_1

u variable comptée entre le niveau de référence et le niveau variable z de température T.

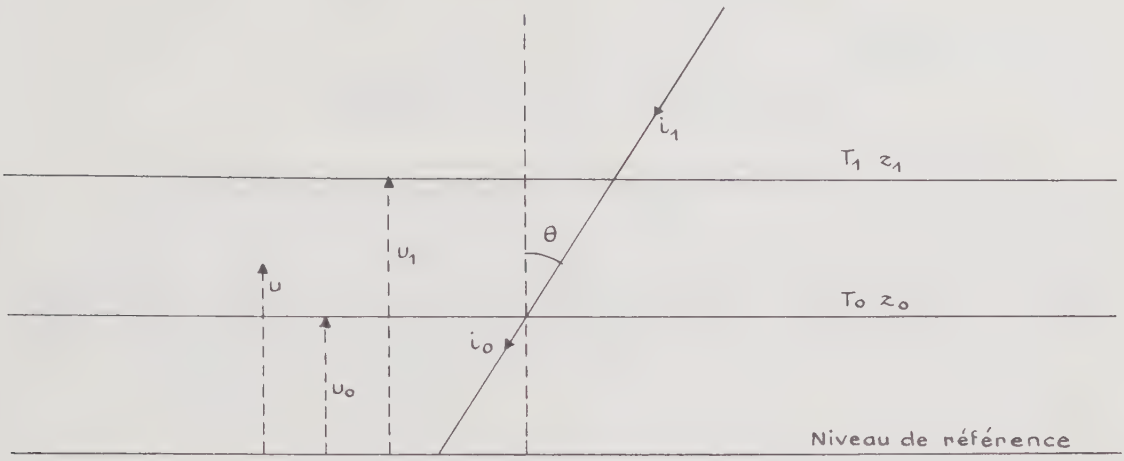


FIG. 6.3.

L'intensité i_0, solution de l'équation 2, est

$$i_0 = i_1 \, e^{-\int_{u_0}^{u_1} k \sec\theta \, du} + \int_{u_0}^{u_1} k \sec\theta \, i_b \, e^{-\int_{u_0}^{u} k \sec\theta \, du} \, du \tag{6.4}$$

Pour simplifier l'écriture on pose

$$\gamma(u, u_0) = e^{-\int_{u_0}^{u} k \sec\theta \, du} \tag{6.5}$$

$\gamma(u, u_0)$ est le coefficient de transmission pour l'intensité spécifique d'un rayonnement d'orientation θ entre les niveaux définis par u et u_0.

Avec cette notation l'équation (6.4) devient

$$i_0 = i_1 \, \gamma(u_1, u_0) + \int_{u_1}^{u_0} i_b \frac{d\gamma(u, u_0)}{du} \, du \tag{6.6}$$

fraction du rayonnement extérieur transmis par la couche — rayonnement propre de la couche dans la direction θ

b) *Flux spécifique transmis par une couche d'épaisseur* $u_1 - u_0$

Le flux arrivant au niveau z_0 après traversée de la couche $u_1 - u_0$ est

$$f_0 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} i_0 \sin\theta \cos\theta \, d\theta$$

et d'après (6.6)

$$f_0 = 2\pi \left[\int_0^{\frac{\pi}{2}} i_1 \, \gamma(u_1, u_0) \sin\theta \cos\theta \, d\theta - \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_{u_0}^{u_1} i_b \frac{d\gamma(u, u_0)}{du} \sin\theta \cos\theta \right] \tag{6.7}$$

on pose

$$\Gamma(u, u_0) = \int_0^1 \gamma(u, u_0) \, d(\sin^2\theta) \tag{6.8}$$

$\Gamma(u, u_0)$ est le coefficient de transmission pour un flux spécifique de rayonnement

à travers une couche absorbante d'épaisseur $u - u_0$. Si le rayonnement incident d'intensité i_1 est isotropique

$$f_0 = f_1 \Gamma(u_1, u_0) - \int_{u_0}^{u_1} b \frac{d\Gamma(u, u_0)}{du} du . \tag{6.9}$$

c) *Flux de rayonnement intégré transmis par une couche absorbante d'épaisseur $u_1 - u_0$*

f_1, b, $\Gamma(u, u_0)$ sont fonctions de ν et de T
$\Gamma(u, u_0)$ est fonction de u
u et T sont liés par une relation empirique

Le flux F_0 transmis au niveau u_0 par la couche absorbante $u_1 - u_0$ est

$$F_0 = \int_0^\infty f_0 \, d\nu = \int_0^\infty f_1 \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{u_0}^{u_1} b \frac{d\Gamma(u, u_0)}{du} du \tag{6.10}$$

Au moyen d'une intégration par parties on donne à F_0 la forme

$$F_0 = \int_0^\infty f_1 \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu + \int_0^\infty b_0 \, d\nu + \int_0^\infty d\nu \int_{T_0}^{T_1} \frac{db}{dT} \Gamma(u, u_0) \, dT - \int_0^\infty b_1 \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu \tag{6.11}$$

Mais

$$\int_0^\infty b_0 \, d\nu = B_0 = \sigma T_0^4$$

d'où

$$F_0 = \underbrace{\int_0^\infty f_1 \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu}_{(1)} + \underbrace{B_0 - \int_0^\infty b_1 \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_1}^{T_0} \frac{db}{dT} \Gamma(u, u_0) \, dT}_{(2) \quad (3) \quad (4)} . \tag{6.12}$$

(1) : fraction de flux de rayonnement extérieur transmis par la couche

(2), (3), (4) : émission propre de la couche

d) *Emission d'une couche isotherme*

Si la couche $u_1 - u_0$ est isotherme, b est constant, et l'expression de F_0 devient

$$F_0 = \int_0^\infty f_1 \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu + \int_0^\infty b_0 [1 - \Gamma(u_1, u_0)] \, d\nu. \tag{6.13}$$

Le flux émis par un mur isotherme d'épaisseur $u_1 - u_0$ à la température T est (le rayonnement incident ayant une intensité nulle)

$$F = \int_0^\infty b [1 - \Gamma(u_1, u_0)] \, d\nu. \tag{6.14}$$

Le pouvoir émissif d'une couche isotherme $u_1 - u_0$ est

$$e = \frac{F}{B} = 1 - \frac{\int_0^\infty b \Gamma(u_1, u_0) \, d\nu}{B} \tag{6.15}$$

6.2. — Fonction de transmission

6.2.1. — *Définition de la fonction de transmission*

Les équations établies à la fin du paragraphe précédent montrent que le problème se ramène à la détermination des coefficients $\gamma(u, u_0)$ et $\Gamma(u, u_0)$. Dans tout ce qui suit on prendra comme niveau de référence le niveau z_0 (figure 6.3) de sorte que $u_0 = 0$. Pour simplifier l'écriture on pose

$$\gamma(u) = \gamma(u, 0) = e^{-\int_0^u k \sec\theta \, du}$$

$$\Gamma(u) = \Gamma(u, 0) = \int_0^1 \gamma(u, 0) \, d(\sin^2\theta) .$$

Les spectres d'absorption du gaz carbonique, de la vapeur d'eau et de l'ozone comportent des bandes elles-mêmes constituées par un très grand nombre de raies. Ainsi le coefficient d'absorption k et par suite les coefficients $\gamma(u)$ et $\Gamma(u)$ subissent-ils des fluctuations très rapides lorsque le nombre d'onde ν varie. On a donc été amené à prendre une valeur moyenne de $\gamma(u)$ sur un intervalle de fréquence $\Delta\nu$. D'une part, $\Delta\nu$ est assez petit pour que, dans cet intervalle, i_b puisse être considéré comme constant. D'autre part $\Delta\nu$ est assez grand pour contenir un nombre de raies tel que les fluctuations rapides soient atténuées.

On définit ainsi une quantité

$$\tau(u \sec\theta) = \frac{\int_{\Delta\nu} \gamma(u) \, d\nu}{\Delta\nu}$$

appelée fonction de transmission pour l'intensité spécifique d'un rayonnement d'orientation θ à travers une couche absorbante d'épaisseur u.

On désignera dans la suite par $\tau(u)$ la fonction de transmission correspondant à l'intensité spécifique d'un rayonnement d'orientation $\theta = 0$

$$\tau(u) = \frac{\int_{\Delta\nu} e^{-\int_0^u k \, du}}{\Delta\nu}$$

On obtient pour chaque intervalle $\Delta\nu$ du spectre une valeur de $\tau(u)$. Les variations de $\tau(u)$ avec ν sont relativement lentes et régulières. Cette fonction de transmission n'est généralement pas de la forme $\tau(u) = e^{-au}$.

Le calcul de $\tau(u)$ requiert la connaissance de la fréquence, de l'intensité, de la demi-largeur et de la forme des raies qui contribuent à l'absorption dans l'intervalle $\Delta\nu$.

6.2.2. — *Spectres infrarouges des gaz absorbants contenus dans l'atmosphère*

Les spectres infrarouges des gaz de l'atmosphère peuvent être calculés théoriquement ou déterminés expérimentalement.

La détermination expérimentale peut être effectuée soit avec des spectrographes à haute résolution en vue d'une analyse fine, soit avec des spectrographes à fente large. Cette dernière méthode permet la mesure directe d'une transmission moyenne dans l'intervalle $\Delta\nu$. Elle a été employée dans les déterminations entreprises spécialement en

vue du transfert du rayonnement infrarouge dans l'atmosphère par :
— le Département de Physique de l'Université de l'Ohio,
— le Laboratoire d'Astrophysique de l'Université John Hopkins.

Les résultats obtenus ont été utilisés par ELSASSER pour établir ses « Tables de rayonnement atmosphérique » (1960) auxquelles nous aurons recours par la suite [31].

Ces travaux concernent particulièrement la vapeur d'eau, l'ozone et le gaz carbonique. Dans cette étude limitée à la troposphère on se bornera à donner quelques indications sur les spectres de la vapeur d'eau et du gaz carbonique.

a) *Gaz carbonique*

Les bandes d'absorption du gaz carbonique dans l'infrarouge sont :
— une bande d'absorption intense centrée à 15 μ,
— deux bandes de faible absorption à 4,8 et 5,2 μ,
— une bande intense à 4,3 μ.

C'est la bande centrée à 15 μ qui intervient essentiellement dans le transfert radiatif. Elle est constituée par une branche Q très intense et étroite et deux branches P et R dont les raies sont à peu près équidistantes. Le calcul des positions et intensités de ces raies a été effectué par KAPLAN (1950 et 1956) [48] [49].

L'étude expérimentale de cette bande a été réalisée
— par l'Université John Hopkins (CLOUD, 1952) [17]. L'absorption est mesurée pour des intervalles étroits de l'ordre de 1 micron.
— par l'Université de l'Ohio. L'absorption est mesurée pour la totalité de la bande (HOWARD, BURCH, WILLIAM, 1955) [47]. *Bandes entre 4* μ *et 5* μ. Seule la bande intense à 4,3 μ pourrait intervenir dans le rayonnement atmosphérique dans le cas de températures élevées.

D'après HOWARD et COLL [47] l'absorption totale due à une colonne de gaz carbonique d'épaisseur u dans la bande à 4,3 μ est représentée par

$$\int A\, d\nu = 27{,}5 + 34 \log u + 31{,}5 \log P \,. \tag{6.17}$$

P = pression totale en mm de mercure.
u = épaisseur d'absorbant en atmo-cm.
A = absorption relative définie par $A = 1 - \tau(u)$.

Supposons, comme cela est fréquent dans les régions subtropicales, une couche d'air chaude et sèche entre 200 mètres et 1 000 mètres. Le flux de rayonnement du à la bande 4,3 μ du CO_2 est approximativement le flux émis par une couche isotherme de gaz carbonique à 29 °C. L'épaisseur de gaz carbonique contenue dans les 1 000 premiers mètres est u = 28 atmo-cm.

D'après la formule (6.17) l'absorption totale est

$$\int A\, d\nu = 166{,}7 \text{ cm}^{-1}$$

en prenant P = 722 mm de mercure et en multipliant u par 1,6, pour passer de l'absorption par une colonne à l'absorption par un mur.

On admet comme largeur de bande $\Delta\nu = 2\,450 - 2\,150 = 300$ cm^{-1}. L'absorption relative moyenne dans cet intervalle est donc A = 0,58. L'émission de la couche supposée isotherme à $t = 29$ °C est

$$E = \int_{\Delta\nu} b\, A\, d\nu = 0{,}58 \int b\, d\nu = 3{,}2 \text{ cal.cm}^{-2} \text{ jour}^{-1} \,.$$

Le rayonnement total de l'atmosphère est dans ces conditions environ 680 calories cm^{-2} par jour. L'émission provenant de la bande 4,3 μ du CO_2 est donc seulement 0,5 % de la totalité du rayonnement atmosphérique.

Dans le cas d'une couche de gaz carbonique de même épaisseur mais à 15 °C on trouverait pour émission dans la bande 4,3 μ seulement 1,6 cal.cm^{-2} par jour.

Bien que la bande 4,3 μ soit fortement absorbante, elle intervient peu dans le rayonnement atmosphérique et nous la négligerons par la suite.

b) *Vapeur d'eau*

Le spectre infrarouge de la vapeur d'eau est un des plus étudiés [56].

Spectre de rotation pure — au delà de 15 μ (Fig. 6.4). Dans ce domaine le travail fondamental est celui de Randall et Coll (1937) [73].

Spectre de vibration-rotation (Fig. 6.5). Seule la bande à 6,3 μ intervient dans le transfert du rayonnement thermique de l'atmosphère. Cette bande se compose d'un nombre extrêmement grand de raies individuelles dont les positions semblent au premier abord absolument désordonnées. La structure fine de cette bande est bien connue par les travaux de Nielsen (1941) [62], Benedict (1952) [5], Balby et Nielsen (1956).

Comme pour le gaz carbonique, Daw (1956) utilisant l'équipement de l'Université John Hopkins a étudié l'absorption de la vapeur d'eau pour des intervalles étroits jusqu'à des longueurs d'onde de 23 μ [22].

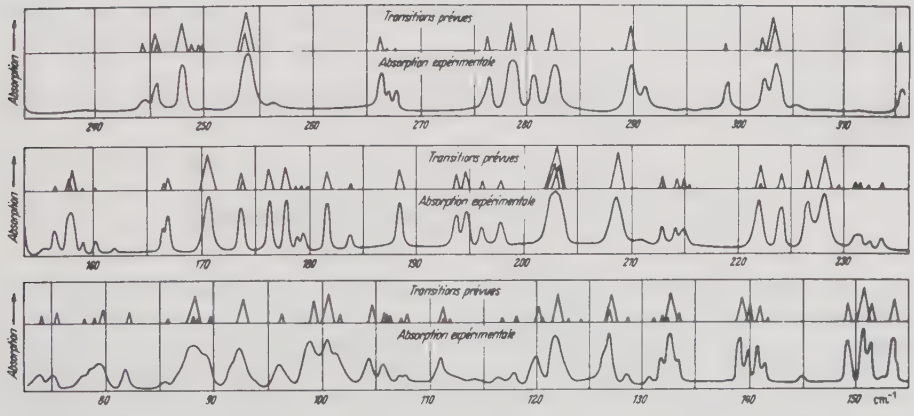
De son côté, l'Université de l'Ohio a mesuré l'absorption totale dans les différentes bandes comprises entre 1,1 μ et 6,3 μ (Howard, Burch, William [47].

La région de faible absorption ou « Fenêtre atmosphérique » située entre la bande 6,3 μ et la bande rotationnelle est la moins bien connue tant au point de vue pratique qu'au point de vue théorique. On sait que, dans cette région, se trouvent un certain nombre de raies d'absorption faible. Mais d'autre part, il y a tout lieu de supposer qu'une grande partie de l'absorption apparaissant dans cette région provient des ailes éloignées des raies très intenses situées à la pointe de la bande à 6,3 μ et dans la bande rotationnelle. Si l'on admet que la formule de Lorentz est encore valable loin du centre de la raie, et si plusieurs ailes de raies lointaines se superposent en un point du spectre de nombre d'onde ν, le coefficient d'absorption en ce point est

$$k_\nu = \sum_n \frac{S_n \alpha_n}{\pi (\nu - \nu_n)^2}$$

S = intensité intégrée de la raie

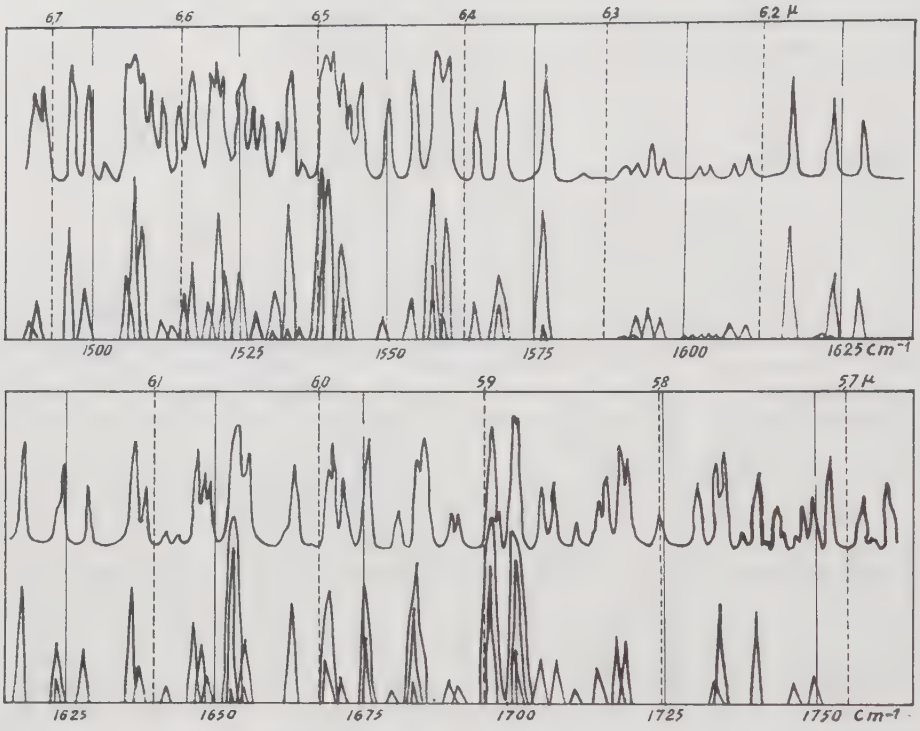
$\alpha = \frac{1}{2}$ largeur de la raie



→ Nombre d'onde

D'après Randall et Coll.

Fig. 6.4. — Absorption de la vapeur d'eau.
Spectre rotationnel



D'après NIELSEN

FIG. 6.5. — Absorption de la vapeur d'eau.
Région 6,3 μ

L'effet est alors une absorption continue qui s'exprime par une fonction de transmission

$$\tau = e^{-kx}$$

En résumé, dans la région transparente ou semi transparente s'étendant entre $\nu = 660$ cm^{-1} et $\nu = 1\,200$ cm^{-1}, l'absorption peut être considérée comme résultant d'une absorption sélective et d'une absorption continue. La fonction de transmission pour l'ensemble est

$$\tau \text{ total} = \tau \text{ cont.} \times \tau \text{ bande [31]}$$

Dans cette région spectrale les principaux travaux effectués sont ceux de ROACH et de GOODY (1958) [76]

6.2.3. — *Calcul de la fonction de transmission*

Dans ce paragraphe nous considérons la fonction de transmission relative à l'intensité spécifique de rayonnement. L'épaisseur u est comptée suivant la direction de propagation de ce rayonnement, donc sec $\theta = 1$ et $\gamma(u) = e^{-\int k du}$. Le coefficient d'absorption k dépend de la pression et de la température donc varie en même temps que u. Les expériences de laboratoire ne permettent pas de reproduire les gradients de pression et de température rencontrés dans l'atmosphère. Les différents procédés analytiques utilisés pour exprimer la fonction $\tau(u)$ deviennent extrêmement compliqués si l'on veut tenir compte des variations de k. Ainsi on est amené à calculer tout d'abord

une fonction $\tau(u)$ en supposant k constant, ce qui revient à écrire

$$\gamma(u) = e^{-ku}$$

Différentes méthodes plus ou moins approchées sont ensuite adoptées pour tenir compte des gradients de pression et de température.

a) *Un premier procédé consiste à trouver une expression analytique de la fonction de transmission*

Le premier essai a été fait par Ladenberg *et* Reich (1913) *dans le cas d'une raie isolée ayant la forme de* Lorentz [55].

$$k = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}$$

S Intensité de la raie
α demi-largeur

L'absorption totale pour cette raie est $\int_{\Delta\nu} A \, d\nu$

A est appelée absorption relative, et par définition :

$$A = 1 - \frac{\int_{\Delta\nu} \gamma(u) \, du}{\Delta\nu} = 1 - \tau(u)$$

Cette absorption peut être mise sous la forme

$$A \, \Delta\nu = 2 \pi \alpha \, x e^{-x} [J_0(ix) - J_1(ix)]$$

J_0 et J_1 désignent les fonction de Bessel d'ordre 0 et 1 respectivement et

$$x = \frac{Su}{2 \pi \alpha}$$

Si x est petit $\quad A \, \Delta\nu = Su$

Si x est grand $\quad A \, \Delta\nu = 2 \sqrt{S \alpha u}$

Si le spectre absorbant est constitué par un grand nombre de raies, suffisamment espacées, l'absorption totale est

$$A \, \Delta\nu = \Sigma \, Su \qquad \text{pour } x \text{ petit}$$

ou

$$A \, \Delta\nu = 2 \Sigma \sqrt{S \alpha u} \qquad \text{pour } x \text{ grand}$$

Cette méthode est utilisable seulement si les raies sont suffisamment espacées, et si la quantité d'absorbant est faible.

En vue de tenir compte de la superposition des raies, Elsasser (1942) a établi un modèle périodique qui suppose une répartition régulière des raies en position et en intensité [30].

On montre que la fonction de transmission peut être exprimée au moyen d'une fonction de Bessel d'ordre 0.

$$\tau(u) = \int_0^\infty e^{-y \coth \beta} \left(\frac{iy}{sh \, \beta} \right) dz. \qquad [31]$$

en posant $\beta = \dfrac{2 \pi \alpha}{d}$ (d = distance moyenne des raies)

$$s = \frac{2 \pi \nu}{d} \qquad y = \frac{su}{d}$$

Lorsque β est petit (raies largement espacées) l'expression $\tau(u)$ est

$$\tau(u) = 1 - erf \left(\frac{\sqrt{\pi \, Su \, \alpha}}{d} \right)$$

On rappelle que $erf(x)$ est définie par

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

Dans la suite nous écrirons

$$\tau(u) = 1 - erf\sqrt{\frac{lu}{2}}$$

avec

$$l = \frac{2\pi S\alpha}{d^2}$$

l est appelé coefficient d'absorption généralisé.

Pour les petites valeurs de lu

$$1 - \tau(u) = erf\sqrt{\frac{lu}{2}} = \frac{2}{d}\sqrt{S\alpha u}$$

On retrouve la même formule que dans le cas de raies isolées n'interférant pas.

Un autre modèle basé sur des considérations statistiques a été étudié par Goody (1952-1954) [38].

La formule de Goody (toujours dans le cas de la forme de Lorentz) est

$$\tau(u) = \exp.\frac{-\sigma\alpha u}{d\sqrt{\alpha^2 + \frac{u\sigma\alpha}{\pi}}} \quad [38]$$

où σ est l'intensité moyenne des raies dans l'intervalle considéré.

Lorsque α est beaucoup plus petit que d

$$\tau(u) = \exp.-\frac{\sqrt{\pi u\sigma\alpha}}{d}$$

Lorsque $\frac{\sqrt{\pi u\sigma\alpha}}{d}$ est petit l'absorption relative devient

$$A = \frac{\sqrt{\pi u\sigma\alpha}}{d}$$

On retrouve comme dans les modèles précédents une loi d'absorption proportionnelle à la racine carrée de u.

Dans les spectres réels, la répartition des raies n'est jamais aussi régulière que celle indiquée par le modèle d'Elsasser, ni aussi désordonnée que celle indiquée par le modèle de Goody. Cependant, étant donné la structure des spectres de la vapeur d'eau et du gaz carbonique, le modèle d'Elsasser s'applique bien à la bande 15 μ du CO_2 et le modèle de Goody donne une bonne représentation du spectre de la vapeur d'eau.

Un certain nombre d'autres modèles (dérivés des précédents) ont été proposés, intéressants surtout quand on effectue des calculs pour la haute atmosphère (Plass [71] Curtis [21] et Godson [42]).

b) *Un autre procédé consiste à déterminer expérimentalement* une fonction de transmission moyenne dans un petit intervalle $\Delta\nu$ (Cloud [17], Cowling [20], Daw [22]).

Dans ses récents travaux [31] Elsasser a calculé la fonction de transmission en utilisant les résultats expérimentaux établis au cours de ces dix dernières années. La fonction de transmission $\tau(u)$ dépend de u caractérisant l'épaisseur d'absorbant traversé et du coefficient d'absorption généralisé l caractérisant la région spectrale considérée. La loi de variation étant plutôt logarithmique que linéaire, $\tau(u)$ est exprimé en fonction de log u et de log l.

Dans une bande d'absorption d'un gaz, on peut admettre que les courbes $\tau = f(\log u)$ établies expérimentalement pour chaque intervalle $\Delta\nu$ ont la même forme. Elles se déduisent l'une de l'autre par une simple translation le long de l'axe des log u. Le

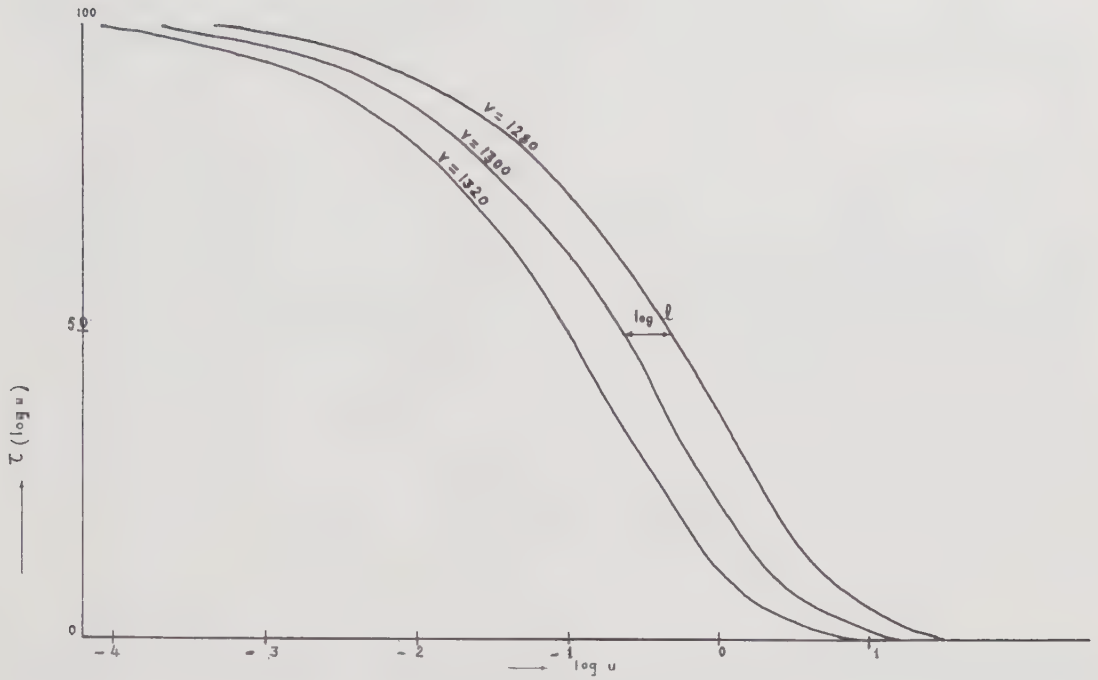


FIG. 6.6. — τ (log u) aux environs de $\nu = 1\,300^{-1}$.
D'après les tables d'ELSASSER

déplacement représente log l. La figure 6.6 représente quelques courbes de transmission $\tau = f(\log u)$ pour la vapeur d'eau aux environs de $\nu = 1\,300$ cm^{-1} et montre comment ces courbes sont déduites les unes des autres par translation.

Ces fonctions $\tau = f(\log u)$ sont données, non sous forme analytique, mais sous forme de tables numériques.

C'est seulement dans la région de transparence où τ tot. $= \tau$ cont. $\times \tau$ band. que les valeurs de τ résultent essentiellement de calculs.

6.2.4. — *Influence de la pression et de la température sur τ (u)*

L'influence de la pression et de la température sur la valeur du coefficient d'absorption k est un des points les plus délicats et les plus discutés des études concernant le transfert du rayonnement infrarouge dans l'atmosphère.

Dans la troposphère, la pression est suffisante pour que la forme des raies d'absorption soit représentée avec une précision suffisante, au voisinage du centre des raies tout au moins, par l'expression de LORENTZ. L'effet DOPPLER ne devient prépondérant qu'aux très basses pressions. La transition s'effectue à une altitude de 25 ou 30 km (GOODY) [41] ou même 40 km (PLASS et FIVEL) [69].

Largeur des raies d'absorption.

Dans la troposphère on peut donc admettre que la demi largeur de la raie est

$$\alpha = \alpha_0 \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

α_0 étant la demi largeur à la pression normale p_0 et à la température normale T_0.

Puisque dans l'expression de $\tau(u)$ c'est en première approximation le produit $u\alpha$ qui intervient, il est possible de faire porter la correction de pression sur u et de laisser α et l inchangés. On remplace l'épaisseur réelle u d'absorbant par une épaisseur appelée épaisseur effective

$$u = u_{\text{reel}} \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

Mais cette méthode courante de correction ne constitue qu'une première approximation. L'effet LORENTZ peut être différent pour les collisions des molécules de CO_2 avec l'air. Différents auteurs (CLOUD - BENEDICT) ont observé que l'effet d'élargissement de raies du aux collisions des molécules de CO_2 entre elles est plus important que l'effet du aux collisions des molécules de CO_2 avec un autre gaz. Une remarque analogue a été faite pour la vapeur d'eau. Afin de tenir compte de cet effet, HOWARD, BURCH et WILLIAM [47] ajoutent à la pression totale [gaz absorbant (H_2O ou O_2) + autres gaz (N, O)] la pression du gaz absorbant. Ceci revient à doubler l'importance d'élargissement du au gaz absorbant lui-même. Cette correction n'a que peu d'importance pour les applications météorologiques. En effet, la pression partielle du gaz carbonique dans l'atmosphère est toujours très faible et la pression partielle de la vapeur d'eau n'atteint qu'exceptionnellement 3 % de la pression atmosphérique totale.

D'après les travaux de HOWARD, BURCH et WILLIAM (1956) [47] l'effet de pression pour la vapeur d'eau est convenablement représenté en écrivant

$$\alpha = \alpha_0 \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

conformément à la théorie. Pour le gaz carbonique la loi de variation ne serait pas exactement linéaire et serait mieux représentée par

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,88} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

KAPLAN (1952) [49] admet que $\alpha = \alpha_0 \dfrac{p}{p_0}$ constitue une approximation correcte mais fait remarquer qu'aucune mesure n'a encore permis de déterminer avec certitude comment α dépend de la pression.

Intensité relative des raies.

On l'a vu, la température modifie la largeur de la raie et la correction a été introduite. Mais la température affecte également les *intensités relatives* des raies d'absorption à l'intérieur d'une même bande. L'intensité relative des raies au voisinage du centre de la bande diminue, tandis que l'intensité près des ailes augmente. D'après HOWARD, BURCH, WILLIAM, la quantité $\int_{\Delta\nu} k\, d\nu$ pour la totalité d'une bande d'absorption est à peu près indépendante de la température pour les domaines de température rencontrés dans l'atmosphère.

Cependant dans leurs travaux sur les calculs des flux de rayonnement atmosphérique, ELSASSER (1942) et YAMAMOTO (1952) évaluent un coefficient d'absorption généralisé l pour des températures extrêmes (240 °K et 300 °K) et utilisent une valeur moyenne.

Dans ses plus récents travaux (1960), ELSASSER utilise une formule de correction pour tenir compte de l'influence de la température sur l [31]

$$\log l = \log l_0 - a \frac{T_0 - T}{T} (\nu - \nu_0)^2 + \log \frac{T_0}{T}$$

la constante a étant calculée à partir des résultats de laboratoire.

Conclusion.

Les effets de pression et de température sur l'absorption des gaz atmosphériques ne sont donc pas déterminés avec certitude. Mais étant donné les variations relativement faibles des températures rencontrées dans l'atmosphère, les corrections de température sont beaucoup moins importantes que les corrections de pression.

En particulier, la température doit avoir très peu d'influence sur le transfert radiatif dans la basse troposphère.

Certains auteurs ont proposé des modèles théoriques, exprimant la fonction de transmission, non plus en fonction de u, mais en fonction de p (KAPLAN) [49], ou en fonction de la demi largeur qui dépend elle-même de p et de T (PLASS et FIVEL) [68]. Mais ces procédés supposent une connaissance exacte des variations de k avec la pression et la température. Les discussions à ce sujet ne sont pas encore terminées.

Pour tous les calculs figurant dans l'étude qui suit, la correction

$$u_{ef} = u_{reel} \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

a été adoptée pour la vapeur d'eau et la correction

$$u_{ef} = u_{reel} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,88} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

a été adoptée pour le gaz carbonique. Mais il ne faut pas perdre de vue les incertitudes qu'entraîne cette approximation.

Quant aux corrections portant sur l'intensité relative des raies, il en a été tenu compte automatiquement du fait que l'on a utilisé les abaques d'ELSASSER et YAMAMOTO.

6.2.5. — *Fonction de transmission pour un flux de rayonnement*

Etant donné un pinceau étroit de rayons faisant un angle θ avec la direction $z'z$ suivant laquelle est comptée l'épaisseur u, la fonction de transmission pour l'intensité de rayonnement est

$$\tau(u \sec\theta) = \frac{\int_{\Delta\nu} \gamma(u \sec\theta)\, d\nu}{\Delta\nu}$$

Pour les calculs de flux de rayonnement on définit une fonction de transmission relative aux flux

$$\tau_f(u) = \frac{\int_{\Delta\nu} d\nu \int_0 \gamma(u \sec\theta)\, d(\sin^2\theta)}{\Delta\nu}$$

S'il s'agit d'une absorption continue dans l'intervalle $\Delta\nu$, $\tau_{(u)}$ est de la forme e^{-ku} avec k constant.

On montre que, dans ce cas, $\tau_f(u) = e^{-\frac{3ku}{2}}$ de sorte qu'un mur absorbant d'épaisseur u est équivalent à une colonne absorbante d'épaisseur 1.5 u.

Mais en général la fonction de transmission calculée n'est pas de la forme e^{-ku} et la relation entre $\tau_f(u)$ et $\tau(u)$ dépend de la forme de $\tau(u)$. Or la forme de $\tau(u)$ varie d'une partie à l'autre du spectre et aussi selon les valeurs de u.

Théoriquement, il n'est donc pas possible de passer de $\tau(u)$ à $\tau_f(u)$ en multipliant simplement $\tau(u)$ par un facteur numérique. Ce facteur numérique, appelé souvent facteur de conversion, est fonction de la fréquence, de l'épaisseur réelle d'absorbant contenu dans l'atmosphère et de la pression.

PLASS [67] a montré que le facteur de conversion varie de 1 à 2 selon les valeurs de ν et de u. Il est égal à 2 pour un intervalle de fréquences comprenant seulement des

raies très faibles. Il est égal à 1,78 quand l'absorption au centre des raies est totale et que la superposition des raies peut être négligée. Il tend vers 1 lorsque les raies se superposent fortement. Souvent on prend comme valeur moyenne du facteur de conversion 1,66 et on applique ce facteur à tous les cas. Cette méthode peut conduire à des erreurs de l'ordre de 10 % dans l'évaluation des flux de rayonnement lorsque u est très petit ou très grand. Pour les tables de valeurs de $\tau_f(u)$ publiées récemment, ELSASSER a calculé cette fonction en effectuant complètement l'intégration numérique de τ ($u \sec\theta$) pour tout l'angle solide à partir des valeurs de $\tau(u)$ obtenues empiriquement. Il constate que le résultat final est peu différent de celui obtenu en posant

$$\tau_f(u) = \tau(1{,}60\,u) \qquad \tau_f(\log u) = \tau(\log u + 0{,}2)$$

CHAPITRE VII

CALCUL DES FLUX DE RAYONNEMENT ATMOSPHÉRIQUE

7.1. — Expression des flux de rayonnement ascendant, descendant et net à un niveau z de l'atmosphère dans le cas de l'absorption moléculaire par un seul absorbant

Il est bien entendu que l'on étudie seulement le rayonnement de grande longueur d'onde et non le rayonnement solaire.

On introduit tout d'abord un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

a) l'atmosphère contient un seul absorbant. Dans la basse atmosphère, l'absorbant majeur est la vapeur d'eau.

b) on admet qu'il n'y a aucun rayonnement extérieur descendant.

c) on admet que le sol rayonne comme un corps noir.

Les flux de rayonnement atmosphérique sont calculés en utilisant l'équation (6.12). Puisque la fonction de transmission $\tau_f(u)$ est calculée pour un intervalle $\Delta\nu$ tel que b puisse être considéré constant dans cet intervalle, il est possible de remplacer $\Gamma(u)$ par $\tau_f(u)$.

Le niveau de référence est le niveau situé à l'altitude z au-dessus du sol (figure 7.1).

On désigne par

T_s la température du sol

T_0 la température de l'air au voisinage du sol

T_z la température au niveau de référence z

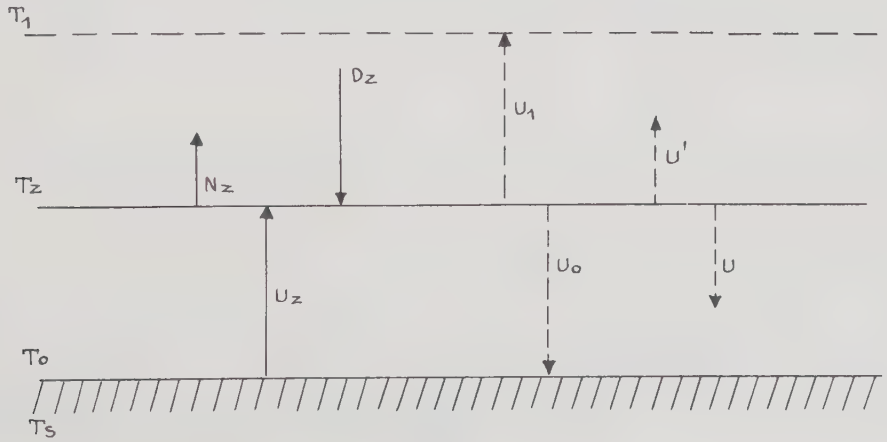


Fig. 7.1.

T_1 la température à partir de laquelle on admet que la vapeur d'eau disparaît
u_0 l'épaisseur de vapeur d'eau en gr. cm^{-2} entre le sol et le niveau z
u_1 l'épaisseur totale de vapeur d'eau au-dessus du niveau z
u variable comptée à partir du niveau z vers le bas
u' variable comptée à partir du niveau z vers le haut
au niveau z $\quad u = u' = 0$
U_z flux ascendant au niveau z
D_z flux descendant au niveau z
$N_z = U_z - D_z$ flux de rayonnement net à un niveau z de l'atmosphère

Flux ascendant

$$(7.1)\quad U_z = \int_0^\infty b_s\,\tau_f(u_0)\,d\nu + B_z - \int_0^\infty b_0\,\tau_f(u_0)\,d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_0}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u)\,dT$$

$$(7.2)\quad U_z = \int_0^\infty (b_s - b_0)\,\tau_f(u_0)\,d\nu + B_z - \int_0^\infty d\nu \int_{T_0}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u)\,dT$$

Si la température de surface du sol est égale à la température de l'air à son voisinage $b_s = b_0$ et

$$(7.3)\quad U_z = -\int_0^\infty d\nu \int_{T_0}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u)\,dT + B_z$$

Flux descendant

Le flux descendant est

$$(7.4)\quad D_z = B_z - \int_0^\infty b_1\,\tau_f(u)\,d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_1}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u')\,dT$$

Flux net

Nous avons défini le flux net ascendant $N_z = U_z - D_z$.

Le rayonnement du sol est généralement supérieur au rayonnement de l'atmosphère, et le flux net ascendant positif est

$$(7.5)\quad N_z = U_z - D_z = \int_0^\infty (b_s - b_0)\,\tau_f(u_0)\,d\nu + \int_0^\infty b_1\,\tau_f(u_1)\,d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_0}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u)\,dT + \int_0^\infty d\nu \int_{T_1}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u')\,dT$$

Dans la basse troposphère le calcul du flux est fait d'abord en supposant que la vapeur d'eau agit seule. Différentes solutions sont ensuite adoptées pour tenir compte du gaz carbonique.

7.2. — *Calcul du flux de rayonnement atmosphérique du à la vapeur d'eau*

Reprenons l'expression du flux descendant

$$(7.4)\quad D_z = B_z - \int_0^\infty b_1\,\tau_f(u_1)\,d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_1}^{T_z} \frac{db}{dT}\,\tau_f(u')\,dT$$

L'intégration est effectuée d'abord sur ν et l'on pose

$$Q = \int_0^\infty \frac{db}{dT}\,\tau_f(u')\,d\nu$$

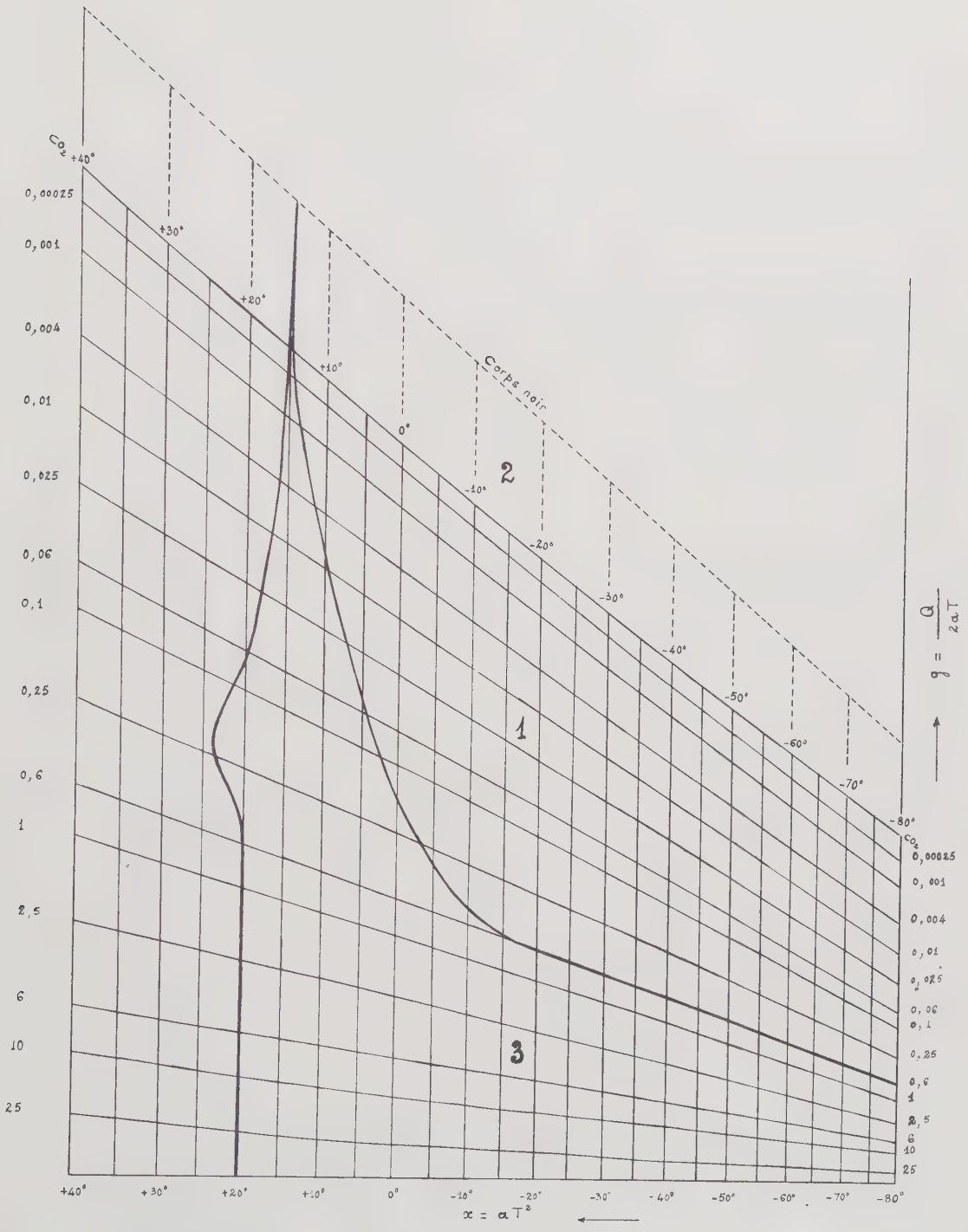


FIG. 7.2. — Abaques d'ELSASSER.
Flux descendant = Aire 1 + Aire 2; Flux ascendant = Aire 1 + Aire 2 + Aire 3; Flux net = Aire 3

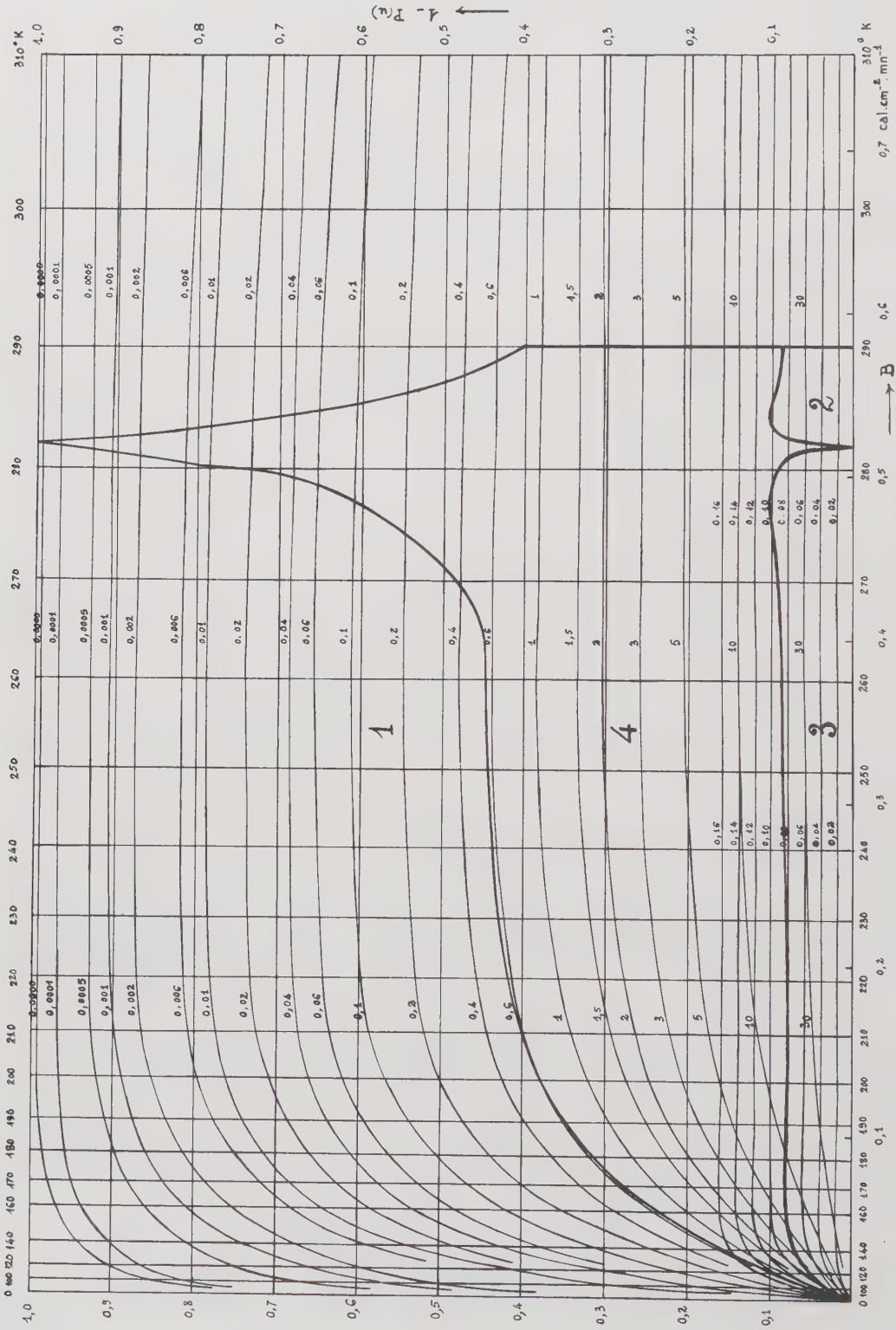


FIG. 7.2. — Abaques de YAMAMOTO.
Flux descendant = Aire 1 + Aire 3; Flux ascendant = Aire 1 + Aire 4 + Aire 3; Flux net = Aire 4

de sorte que

$$D_z = B_z - \int_0^{T_1} Q(u_1, T)\, dT - \int_{T_1}^{T_z} Q(u', T)\, dT \tag{7.6}$$

ou

$$D_z = \int_0^{T_z} Q(O, T)\, dT + \int_{T_1}^{0} Q(u_1, T)\, dT + \int_{T_z}^{T_1} Q(u', T)\, dT$$

Dans le plan des Q, T le chemin d'intégration est un contour fermé. u et T sont liés par une relation empirique qui dépend de l'état de l'atmosphère. Ainsi le calcul doit être obligatoirement effectué par une méthode numérique ou graphique.

En vue de simplifier les calculs, un certain nombre d'abaques de rayonnement ont été construites. Toutes reposent sur le même principe; on porte T ou une fonction de T en abcisse et Q ou une fonction de Q en ordonnée, ce qui permet de tracer un réseau d'isothermes et un réseau d'isoplèthes (*u constant*). A l'aide de ce réseau, on trace la courbe correspondant à l'atmosphère étudiée. La surface ainsi délimitée est proportionnelle au flux de rayonnement cherché.

Si l'on a construit des tables donnant les valeurs de Q en fonction de u et de T, il est possible de construire des abaques de la forme que l'on désire.

Dans la suite nous utiliserons les abaques d'Elsasser (1942) [30] (figure 7.2) construites pour la vapeur d'eau. Ce sont des abaques triangulaires où $x = aT^2$ est porté en abcisse et $y = \dfrac{Q(u, T)}{2\, a\, T}$ en ordonnée.

et les abaques de Yamamoto (1952) [78] (figure 7.3) où $x = \sigma T^4$ est porté en abcisse et $y = \dfrac{Q(u, T)}{4\, \sigma\, T^3}$ en ordonnées. Les abaques de Yamamoto sont rectangulaires. Elles sont calculées pour la vapeur d'eau et comportent des corrections pour tenir compte du gaz carbonique.

Nous utiliserons également les tables numériques d'Elsasser (1960) [31]. Dans ces tables Elsasser utilise comme variable

$$R(u, T) = \frac{dB}{dT} - Q(u, T) = \int \frac{db}{dT} (1 - \tau_f(u))\, d\nu$$

La quantité sous le signe $\int$ s'annule pour toutes les parties du spectre où le gaz considéré devient transparent.

Avec ces nouvelles notations, les équations (7.1), (7.4), (7.5) deviennent

Flux ascendant

$$U_z = B_s - \int_{T_0}^{T_s} R(u_0, T)\, dT - \int_{T_z}^{T_0} R(u, T)\, dT \tag{7.7}$$

et si la température de l'air est égale à la température du sol

$$U_z = B_s - \int_{T_s}^{T_0} R(u, T)\, dT \tag{7.7 bis}$$

Flux descendant

$$D_z = \int_0^{T_1} R(u_1, T)\, dT + \int_{T_1}^{T_z} R(u', T)\, dT \tag{7.8}$$

Flux net

(7.9)

$$N_z = B_s - \int_{T_0}^{T_s} R(u_0, T)\, dT - \int_0^{T_1} R(u_1, T)\, dT - \int_{T_z}^{T_0} R(u\ T)\, dT - \int_{T_1}^{T_z} R(u', T)\, dT$$

Les tables numériques d'Elsasser donnent R en fonction de log u puisque la loi de variation de l'absorption en fonction de u est plutôt une loi logarithmique. Ces tables à double entrée (log u et T) permettent, soit d'effectuer une intégration numérique, soit de construire des abaques de la forme souhaitée.

Dans les calculs il est souvent plus avantageux d'utiliser la fonction

$$P(u, T) = \frac{R(u, T)}{4 \sigma T^3}$$

car $P(u, T)$ varie beaucoup moins avec la température que $R(u, T)$

Dans ces conditions le flux s'écrit :

$$F = \int P(u, T)\, dB. \tag{7.10}$$

Dans la suite, pour alléger l'écriture nous écrirons simplement $P(u)$ et $R(u)$ au lieu de $P(u, T)$ et $R(u, T)$; il est sous-entendu que $P(u)$ et $R(u)$ sont fonctions aussi de T.

A titre d'indication le tableau 1 donne quelques valeurs de

$$\frac{Q(u, T)}{4 \sigma T^3} = 1 - \frac{R(u)}{4 \sigma T^3}$$

données par Elsasser (1942), Elsasser (1960) et Yamamoto (1952). Cette quantité représente la transmission moyenne de la vapeur d'eau intégrée pour toutes les longueurs d'onde.

Elsasser (1942) et Yamamoto ont calculé la fonction de transmission $\tau_f(u)$ en utilisant le modèle périodique d'Elsasser (cf. 6.2.3). Dans ses tables numériques, Elsasser calcule la fonction de transmission par la méthode semi-empirique exposée au chapitre 6 (cf. 6.2.3).

Tableau 1

$$100 \times \frac{Q(u. T)}{4 \sigma T^3}$$

Vapeur d'eau g cm^{-2}	t = + 20 °C			t = — 20 °C		
	Elsasser 1942	Yamamoto 1950	Elsasser 1960	Elsasser 1942	Yamamoto 1950	Elsasser 1960
0,001	92,6	90,4	88,3	92	91	89,4
0,1	78,9	77,7	77,7	78,4	79	79,7
0,06		64,3	67		65,7	71
0,1	58,2	59,9	64,3	57,8	61,2	67,7
0,6		43,20	50,5		43,9	55
1	33	38	46	31,8	38,4	50,6
3		25,8	33,8		25,9	38,3
6		18,7	21,4			
10	9,4	14	14,2	8,3	14	20,3

Lorsque l'épaisseur u de vapeur d'eau est de l'ordre de 0,01 g cm^{-2}, la concordance entre les valeurs adoptées par ces auteurs est assez bonne, mais dès que l'on arrive à des valeurs de u atteignant 0,1 g cm^{-2} et plus, systématiquement les valeurs adoptées par Yamamoto sont supérieures à celles adoptées par Elsasser (1942) et les valeurs adoptées par Elsasser (1960) sont supérieures à celles adoptées par Yamamoto. Les écarts relatifs entre les différentes valeurs choisies peuvent être très supérieures à 10 %.

Cela revient à dire que la vapeur d'eau serait nettement moins absorbante qu'on ne le pensait primitivement. De plus les variations de $\frac{Q(u, T)}{4 \sigma T^3}$ avec la température sont beaucoup plus sensibles lorsqu'on adopte les valeurs données par les tables numériques d'Elsasser.

Il en résulte que les flux descendants calculés à l'aide des tables numériques d'Elsasser (1960) sont inférieurs de 15 % environ à ceux calculés par les abaques de Yamamoto. Les flux calculés par les abaques de Yamamoto sont eux-mêmes inférieurs de 5 % environ à ceux calculés par les abaques d'Elsasser (1942).

7.3. — Absorption due au gaz carbonique et à l'ozone

Il est possible de construire pour le gaz carbonique et pour l'ozone des abaques semblables à celles construites pour la vapeur d'eau. Dans ses tables de rayonnement atmosphérique (1960) Elsasser donne les valeurs de R (log u, T) pour le gaz carbonique, pour l'ozone et pour la vapeur d'eau [31].

Les bandes d'absorption de l'ozone et du gaz carbonique couvrent une très grande partie du spectre infrarouge. Les abaques de rayonnement construites pour ces deux gaz seront donc limitées à la fraction du flux de rayonnement du corps noir compris dans une étroite bande spectrale.

Ozone.

Dans la troposphère on peut admettre que le flux de rayonnement du à l'ozone est négligeable devant les flux dus à la vapeur d'eau et au gaz carbonique.

Dans la stratosphère la bande par laquelle intervient l'ozone est la bande 970-1 130 cm^{-1}. Or dans la stratosphère le taux de vapeur d'eau est très faible de sorte que la vapeur d'eau peut être considérée comme complètement transparente dans la région 970-1 130 cm^{-1}.

Les flux dus à l'ozone et à la vapeur d'eau peuvent donc être calculés séparément et il suffit de les ajouter pour obtenir le flux total.

Gaz carbonique.

Le gaz carbonique intervient par sa forte bande centrée à 15 μ. Beaucoup d'auteurs admettaient comme limites de la bande 750-590 cm^{-1} Dans les travaux récents la largeur de bande admise est 560-810 cm^{-1}.

Lorsque l'absorption par le gaz carbonique est complète cette absorption représente aux environs de 0 °C

18,5 % du rayonnement du corps noir dans le premier cas;
26 % du rayonnement du corps noir dans le deuxième cas.

La difficulté de l'étude du rayonnement atmosphérique dans cette région du spectre provient de la superposition de zones d'absorption du gaz carbonique et de la vapeur d'eau.

Il n'est donc pas possible d'ajouter les flux de rayonnement de ces deux gaz calculés séparément. Rigoureusement il est très difficile de traiter analytiquement l'absorption dans une région spectrale où plusieurs gaz absorbants interviennent. Cependant, comme dans la région spectrale considérée l'absorption par le gaz carbonique est intense, et l'absorption par la vapeur d'eau faible, on peut admettre que la transmission du mélange CO_2, H_2O est égale au produit des transmissions individuelles et écrire :

(7.11) $$\tau_{f\,(CO_2,\ H_2O)} = \tau_{f\,CO_2} \times \tau_{f\,H_2O}\,.$$

Dans la région spectrale où le gaz carbonique intervient, il faut donc remplacer $\tau_{f\,H_2O}$ par $\tau_{f\,H_2O} \times \tau_{f\,CO_2}$.

La proportion de gaz carbonique présent dans l'atmosphère est à peu près constante, mais le taux de vapeur d'eau subit de grandes fluctuations. On ne peut donc ramener le calcul à une seule variable en exprimant l'épaisseur de gaz carbonique en fonction de l'épaisseur u de la vapeur d'eau.

Les abaques de YAMAMOTO (1952) sont construites pour la vapeur d'eau et une correction est introduite pour tenir compte du gaz carbonique [82].

A la quantité

$$Q = \int_0^\infty \tau_{f\,H_2O} \frac{db}{dT}\, d\nu$$

on ajoute la quantité

$$\Delta Q = \int_{\nu_1}^{\nu_2} [\tau_{f\,H_2O}\, \tau_{f\,CO_2} - \tau_{f\,H_2O}] \frac{db}{dT}\, d\nu \tag{7.12}$$

ν_1 et ν_2 étant les limites de la bande d'absorption du gaz carbonique. Un graphique à double entrée (u_{H_2O} et u_{CO_2}) permet de calculer la quantité ΔQ pour toutes les concentrations possibles d'eau et de gaz carbonique. Des lignes $\frac{\Delta Q}{4\,\sigma T^3}$ sont tracées à la base des abaques (figure 7.3).

ELSASSER a repris cette même méthode dans ses tables numériques [31]. Les tables établies pour la vapeur d'eau sont corrigées de la manière suivante : la quantité

$$\Delta R = -\Delta Q = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \tau_{f\,H_2O} [1 - \tau_{f\,CO_2}] \frac{db}{dT}\, d\nu \tag{7.13}$$

est ajoutée à R calculé pour la vapeur d'eau.

Les tables établies pour le gaz carbonique sont corrigées pour tenir compte de la vapeur d'eau.

La quantité

$$\Delta R = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{db}{dT} \tau_{f\,CO_2} [1 - \tau_{f\,HO_2}]\, d\nu$$

est ajoutée à R calculé pour le gaz carbonique.

Deux tables à double entrée (u_{CO_2} et u_{H_2O}) donnent

ΔR pour corriger les abaques de la vapeur d'eau

ΔR pour corriger les abaques du gaz carbonique.

La superposition des bandes du gaz carbonique et de la vapeur d'eau est surtout importante dans la basse atmosphère lorsque la concentration en vapeur d'eau est suffisante (c'est-à-dire dans les trois premiers kilomètres).

Dans la troposphère on utilisera donc les abaques de la vapeur d'eau et l'on ajoutera la correction calculée pour le gaz carbonique.

Dans la haute atmosphère on peut admettre que la vapeur d'eau est quasi transparente dans la bande d'absorption du gaz carbonique. On peut alors laisser l'abaque de la vapeur d'eau inchangée et ajouter le flux calculé par l'abaque du gaz carbonique corrigée pour la superposition de la vapeur d'eau.

En résumé, dans le cas le plus général, le flux de rayonnement atmosphérique s'écrit :

$$F = \int R_{O_3}\, dT + \int R_{H_2O}\, dT + \int \Delta R_{H_2O,\,CO_2}\, dT\,. \tag{7.14}$$

Dans la troposphère son expression se réduit à

$$F = \int R_{H_2O}\, dT + \int \Delta R_{H_2O,\,CO_2}\, dT\,. \tag{7.15}$$

Note. — Les valeurs de ΔR données par ELSASSER pour ajouter l'effet du gaz carbonique à celui de la vapeur d'eau sont calculées à la température de 20 °C.

Pour tenir compte de l'influence de la température sur ΔR on multiplie ΔR par un facteur de correction calculé par HALES

$$C = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} b_{(T)}\, d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} b_{(20\,^\circ C)}\, d\nu} \quad [46].$$

Dans la suite de cette étude, cette correction a été appliquée à tous les calculs de flux effectués à l'aide des tables numériques d'ELSASSER.

CHAPITRE VIII

DIVERGENCE DU FLUX NET DE RAYONNEMENT REFROIDISSEMENT RADIATIF DE L'ATMOSPHÈRE

8.1. — Expression de ΔN variation du flux net de rayonnement entre deux niveaux horizontaux de l'atmosphère

Pour calculer la variation de flux entre deux niveaux horizontaux on peut évidemment calculer le flux net de rayonnement pour les deux altitudes considérées et faire la différence. Mais lorsque la couche Δz est étroite cette méthode ne permet pas d'évaluer ΔN avec une précision suffisante. Il est préférable de calculer directement ΔN.

Soit une couche absorbante comprise entre deux niveaux H et L (Fig. 8.1)

H et L = niveaux supérieur et inférieur de la couche absorbante.

$z_H - z_L$ = Δz épaisseur de la couche d'air (en mètres).

Δu épaisseur d'absorbant (pour l'eau en $g.cm^{-2}$).

u_1 = épaisseur totale d'absorbant contenue dans l'atmosphère au-dessus du niveau H.

u_0 = épaisseur d'absorbant entre le niveau L et le sol.

Les épaisseurs variables intervenant dans les calculs sont u et u'

U_H et U_L = flux ascendants aux niveaux H et L.

D_H et D_L = flux descendants aux niveaux H et L.

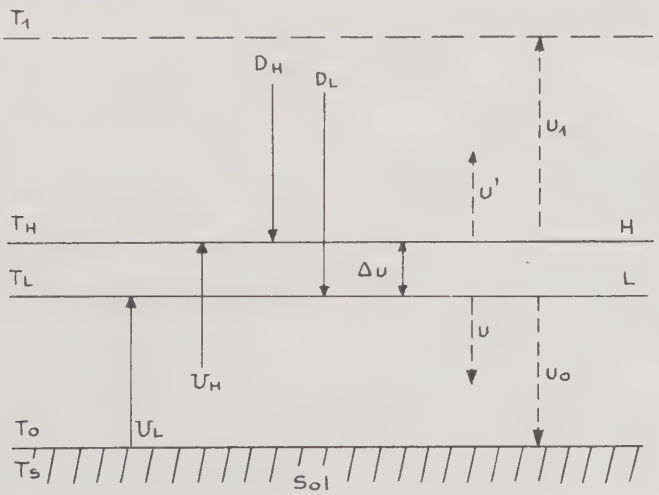


Fig. 8.1.

On suppose la couche assez étroite pour que $T_H \# T_L$.

D'après la définition du chapitre précédent :

$$N_H = U_H - D_H .$$

Le flux net est généralement positif.

A l'épaisseur Δu d'absorbant correspond une variation de flux net

$$\Delta N = N_H - N_L = (U_H - D_H) - (U_L - D_L) = (U_H - U_L) + (D_L - D_H).$$

En général, $U_H - U_L$ est négatif, $D_L - D_H$ est positif et $|D_L - D_H| > |U_H - U_L|$ de sorte que ΔN est positif (flux ascendant).

En désignant par $2E$ l'émission propre de la couche (considérée isotherme) par aU_L la fraction de flux ascendant absorbée et par aD_H la fraction de flux descendant absorbée,

$$\Delta N = 2E - aU_L - aD_H .$$

Si ΔN est positif, l'énergie émise est supérieure à l'énergie absorbée et il y a refroidissement.

L'expression du flux net à un niveau z est (équation 7.9)

$$(8.1) \qquad N_z = B_s - \int_{T_0}^{T_s} R(u_0)\, dT - \int_{0}^{T_1} R(u_1)\, dT - \int_{T_z}^{T_0} R(u)\, dT - \int_{T_1}^{T_z} R(u')\, dT .$$

Posons $$\Delta R(u) = R(u + \Delta u) - R(u)$$

$R(u + \Delta u)$ est supérieur à $R(u)$, donc $\Delta R(u)$ est positif.

La variation de flux ΔN correspondant à une variation d'épaisseur Δu est, avec ces notations :

$$(8.2) \qquad \Delta N = -\int_{T_0}^{T_s} \Delta R(u_0)\, dT - \int_{T_L}^{T_0} \Delta R(u)\, dT + \int_{0}^{T_1} \Delta R(u_1)\, dT + \int_{T_1}^{T_H} \Delta R(u')\, dT$$
$$- \int_{T_L}^{T_H} R(u + \Delta u)\, dT - \int_{T_H}^{T_L} R(u' + \Delta u)\, dT .$$

Lorsque la couche est assez étroite et T_H peu éloigné de T_L on peut admettre que

$$\int_{T_L}^{T_H} R(u + \Delta u)\, dT \# - \int_{T_L}^{T_H} R(u' + \Delta u)\, dT$$

d'où l'expression de ΔN.

$$(8.3) \qquad \Delta N = \int_{T_s}^{T_0} \Delta R(u_0)\, dT + \int_{0}^{T_1} \Delta R(u_1)\, dT + \int_{T_0}^{T_L} \Delta R(u)\, dT + \int_{T_1}^{T_H} \Delta R(u')\, dT$$

Il peut être plus pratique d'utiliser la variable

$$P(u) = \frac{R(u)}{4\sigma T^3} .$$

L'expression de ΔN devient alors

$$(8.4) \qquad \Delta N = \underbrace{\int_{B_s}^{B_0} \Delta P(u_0)\, dB}_{(1)} + \underbrace{\int_{0}^{B_1} \Delta P(u_1)\, dB}_{(2)} + \underbrace{\int_{B_0}^{B_L} \Delta P(u)\, dB}_{(3)} + \underbrace{\int_{B_1}^{B_H} \Delta P(u')\, dB}_{(4)} .$$

Terme 1. — En général T_0 et T_s ne diffèrent que de quelques degrés, de sorte que $P(u_0)$ est à peu près constant dans cet intervalle, et

$$\int_{B_s}^{B_0} \Delta P(u_0)\, dB = (B_0 - B_s)\, \Delta P(u_0) .$$

Terme 2. — $\int_{0}^{B_1} P(u_1)\, dB$ représente l'émission d'une couche isotherme d'épaisseur u_1 à la température T_1

$\int_0^{B_1} \Delta P\ (u_1)\ dB = \Delta E\ (u_1, T_1)$, accroissement de l'émission d'une couche isotherme pour un accroissement Δu d'absorbant. L'expression de ΔN s'écrit en définitive :

$$(8.5)\quad \Delta N = \underset{(1)}{(B_0 - B_s)\ \Delta P\ (u_0)} + \underset{(2)}{\Delta E\ (u_1, T_1)} + \underset{(3)}{\int_{B_0}^{B_L} \Delta P\ (u)\ dB} + \underset{(4)}{\int_{B_1}^{B_H} \Delta P\ (u')\ dB}\ .$$

Dans cette expression, le premier terme est positif ou négatif, selon que T_0 est supérieur ou inférieur à T_s, le second terme est toujours positif, le troisième terme est généralement négatif (sauf dans le cas d'une inversion de température), le quatrième terme est positif.

Les termes positifs contribuent à un refroidissement, les termes négatifs, à un échauffement.

8.2. — Refroidissement radiatif de l'atmosphère dans le cas d'un seul absorbant

8.2.1. — *Refroidissement moyen d'une couche d'air comprise entre deux niveaux u et $u + \Delta u$*

ΔN étant la variation de flux net entre les deux niveaux considérés, la couche d'air contenant l'épaisseur Δu de vapeur d'eau subit une variation de température ΔT.

$$(8.6)\quad \frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{g}{c_p} \frac{\Delta N}{\Delta p}$$

c_p = chaleur spécifique de l'air à pression constante
Δp = différence de pression entre les deux niveaux.

Ainsi, une valeur négative de ΔT indique un refroidissement,
une valeur positive de ΔT indique un échauffement.

Δt est l'unité de temps qui a été choisie pour l'évaluation du flux de rayonnement (minute, heure, jour, selon les auteurs). Le calcul de $\frac{\Delta T}{\Delta t}$ se ramène donc au calcul de ΔN.

Mais il faut remarquer que les flux de rayonnement ne sont pas constants dans le temps, et sont, en réalité, fonction de la température T. Si la température de l'air subit des fluctuations ΔT (variables avec le niveau considéré), il en résulte une nouvelle distribution de température et par suite de nouvelles valeurs de ΔN.

Pour trouver, à partir d'un état donné de l'atmosphère, son état d'équilibre radiatif (en éliminant toutes les autres causes d'échauffement ou de refroidissement), il faut donc diviser l'atmosphère en couches d'épaisseur Δu, calculer le refroidissement pour chacune de ces couches pendant un petit intervalle de temps Δt, en déduire la nouvelle distribution de température et les nouvelles valeurs de ΔN. On recommence ensuite pour un nouvel intervalle Δt, et ainsi, de proche en proche, on arrive à un état d'équilibre.

Pour calculer le refroidissement moyen entre deux niveaux de l'atmosphère, on calcule donc la variation de flux ΔN correspondante d'après l'équation (8.4). Les courbes (Fig. 8.2) donnent les valeurs de P (u) en fonction de u (valeurs utilisées pour les abaques de Yamamoto, 1952). Il suffit de lire sur ces courbes :

$$\Delta P\ (u) = P\ (u + \Delta u) - P\ (u)$$

pour les différentes valeurs de u, et de calculer graphiquement ou numériquement l'intégrale $\int \Delta P\ (u)\ dB$.

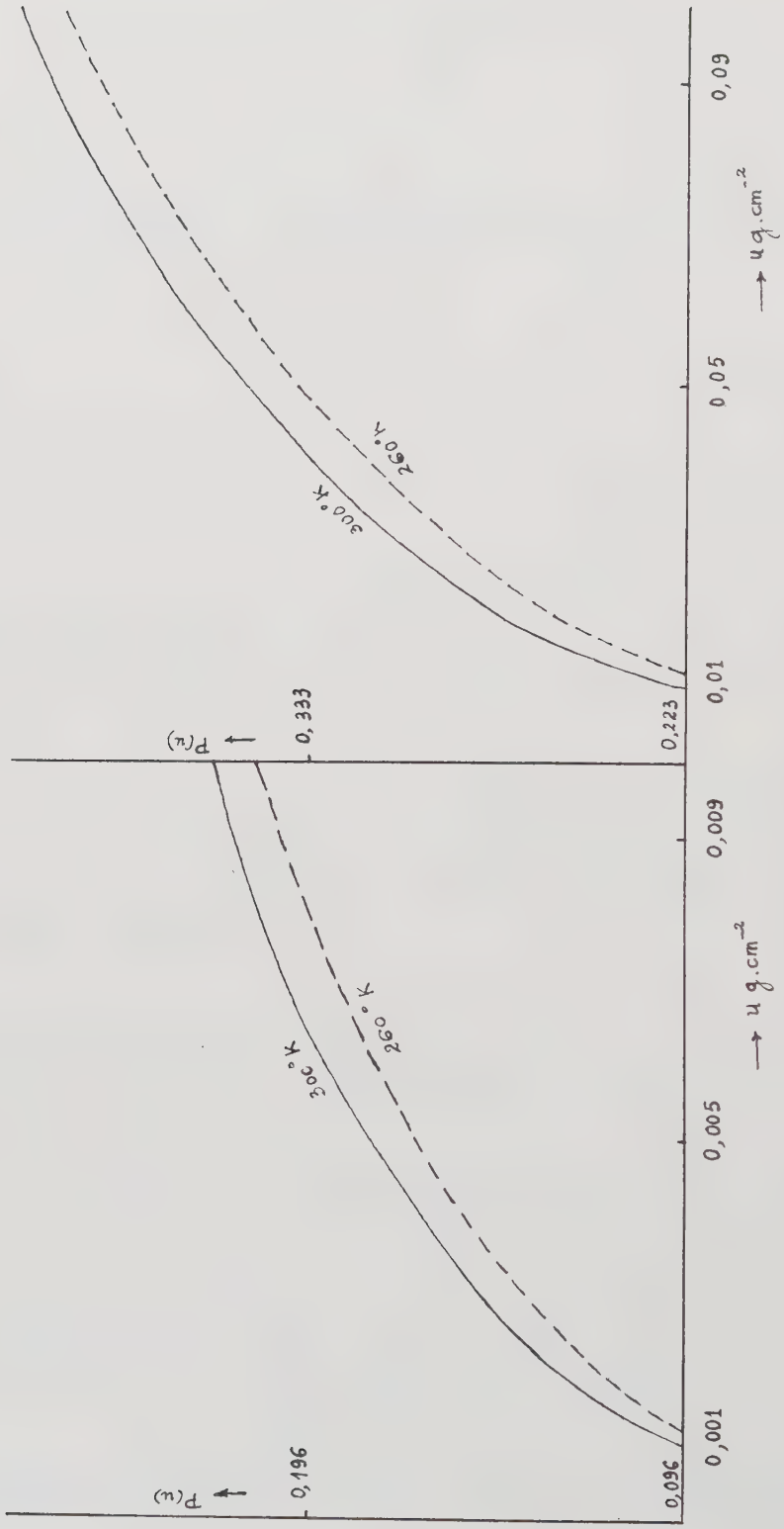


FIG. 8.2. — Valeurs de P(u) en fonction de u.

$$P(u) = 1 - \frac{1}{4\sigma T^3} \int_0^\infty \frac{db}{dT} \tau_\nu(u)\, d\nu$$

1 cm en ordonnée représente $\Delta P(u) = 0{,}02$

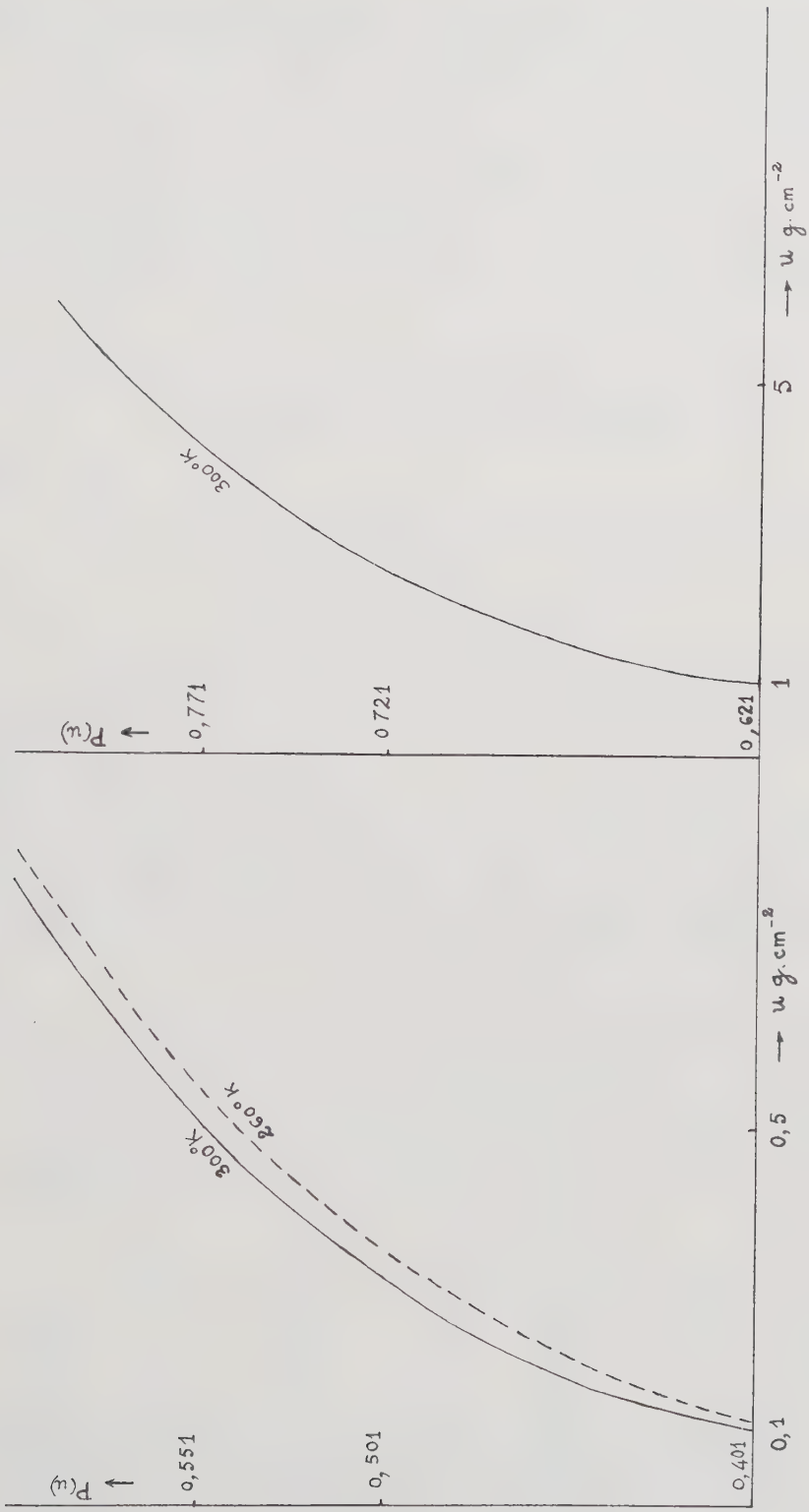


FIG. 8.2. — Valeurs de P (u) en fonction de u.
1 cm en ordonnée représente $\Delta P\,(u) = 0{,}02$

Ce procédé est assez long et laborieux.

Pour faciliter les calculs, différentes tables numériques ou abaques ont été proposées. Les plus connues sont :

— *Les tables numériques de* BRUINENBERG (1946) [12] calculées à partir des abaques d'ELSASSER (1942).

— *Les tables numériques de* BROOKS (1950) [8] calculées à partir des abaques de ROBINSON.

— *Les abaques de* DEACON [23], établies également à l'aide des abaques de ROBINSON, mais avec des échelles différentes. Les abaques de DEACON sont utilisables seulement pour des valeurs de u inférieures à 0,1 g. cm^{-2}, c'est-à-dire au voisinage du sol entre 0 et 100 ou 200 mètres.

8.2.2. — *Variation de température à un niveau déterminé de l'atmosphère. Divergence du flux de rayonnement*

Au lieu de calculer un refroidissement moyen, on peut calculer $\frac{\partial T}{\partial t}$ à un niveau déterminé z en calculant la dérivée de N par rapport à u ou à z.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p}\left(\frac{\partial N}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial p} + \frac{\partial N}{\partial u}\frac{\partial u}{\partial p}\right)$$

Avec l'hypothèse du flux constant dans le temps, et en remarquant que N résulte de l'intégration de RdT le long d'un contour fermé, le terme $\frac{\partial N}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial p}$ disparaît et

$$(8.7)\quad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p}\left(\frac{\partial N}{\partial u}\frac{\partial u}{\partial p}\right) = \frac{g}{c_p}\frac{\partial u}{\partial p}\int \frac{\partial P(u)}{\partial u}\,dB = -\frac{1}{c_p}\frac{\rho_{H^2O}}{\rho_{air}}\int \frac{\partial P}{\partial u}\,dB$$

Remarquons que, malgré les apparences, l'emploi de cette méthode ne permet pas d'atteindre une grande précision. En effet le calcul de $\frac{\partial T}{\partial t}$ comporte deux dérivations, l'une de u par rapport à p, l'autre de $P(u)$ par rapport à u. Les variations de $\frac{\partial P(u)}{\partial u}$ avec u sont très grandes comme le montre le tableau 1 (les valeurs de $\frac{\partial P(u)}{\partial u}$ sont

TABLEAU 1

$\frac{\partial P(u)}{\partial u}$ à 20 °C

u g cm^{-2}	$\frac{\partial P(u)}{\partial u}$	u g cm^{-2}	$\frac{\partial P(u)}{\partial u}$
0,00003	590	0,1	1
0,0001	166	0,3	0,37
0,001	42,5	0,6	0,16
0,003	19	1	0,10
0,006	10	1,5	0,062
0,01	6,2	2	0,047
0,03$^-$	2,3	10	0,002
0,06	1,5		

calculées à partir des valeurs de $P(u)$ données par YAMAMOTO [82]). Il faudrait donc connaître avec une très grande précision d'une part l'état de l'atmosphère au voisinage du niveau étudié, d'autre part la loi de variation de $P(u)$ c'est-à-dire de $\tau_f(u)$ en fonction de u. La connaissance précise de $\frac{\partial \tau_f(u)}{\partial u}$ reste le nœud du problème.

Certaines tables ou abaques ont été proposées permettant de calculer $\frac{\partial N}{\partial u}$ à un niveau donné de l'atmosphère.

Les abaques de YAMAMOTO *et* ONISHI (1953) [83] construites en coordonnées polaires (B étant l'argument et $\frac{\partial P(u)}{\partial u}$ le module). Ces abaques sont surtout intéressantes au voisinage immédiat du sol lorsque la tension de vapeur d'eau n'est pas trop forte.

Les tables d'ELSASSER (1960) [31] qui donnent $\frac{\partial R(\log u)}{\partial \log u}$ en fonction de $\log u$ et de la température T.

ELSASSER propose de calculer la variation de température

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial \log u}{\partial p} \int \frac{\partial R(\log u)}{\partial \log u} dT$$

Mais si l'on écrit

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial u}{\partial p} \int \frac{1}{u} \frac{\partial R(\log u)}{\partial \log u} dT$$

on retrouve alors la difficulté provenant des très fortes variations de $\frac{1}{u} \frac{\partial R(\log u)}{\partial \log u}$ au début du chemin d'intégration.

Etant donné les difficultés signalées, bien que les calculs soient plus laborieux, nous avons préféré calculer le refroidissement moyen d'une couche d'épaisseur finie Δu.

Lorsque la couche examinée est assez épaisse, nous calculons les flux nets de rayonnement N_1 et N_2 aux niveaux supérieur et inférieur (à l'aide des abaques ou tables numériques signalées au chapitre 7), et nous calculons le refroidissement moyen

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = -\frac{g}{c_p} \frac{N_1 - N_2}{p_2 - p_1}$$

Lorsque nous voulons calculer le refroidissement d'une couche mince, nous calculons ΔN par la formule (8.4). Il reste bien évident que la précision du calcul est d'autant plus faible que Δu est plus petit devant u_1 et u_0. Cependant, dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol, les variations de température et d'humidité peuvent être très grandes et très brusques, et il est intéressant de voir la répercussion de ces variations sur le refroidissement radiatif à des altitudes précises.

8.3. — *Rôle du gaz carbonique dans le refroidissement radiatif de l'atmosphère*

On a vu dans le chapitre 7 les solutions proposées pour tenir compte du gaz carbonique dans les calculs de flux de rayonnement atmosphérique.

C'est surtout dans la basse troposphère que la superposition des bandes d'absorption du gaz carbonique et de la vapeur d'eau intervient. C'est également au voisinage du sol qu'il est important de calculer directement ΔN pour des couches étroites.

L'introduction d'une correction pour tenir compte du gaz carbonique dans l'évaluation de ΔN complique beaucoup les calculs. Aucune solution complètement satisfaisante n'a encore été proposée.

On calcule parfois l'émission du mélange vapeur d'eau-gaz carbonique, en supposant constante la proportion de gaz carbonique par rapport à l'eau (tables de Brooks [8] et de Bruinenberg [12]) ou en calculant l'émission du mélange vapeur d'eau-gaz carbonique pour 4 valeurs différentes de la tension de vapeur d'eau (abaques de Deacon [23]).

Parfois on ajoute simplement le refroidissement du à la vapeur d'eau à celui du au gaz carbonique (abaques de Yamamoto et Onishi [83]).

Il est certain que, dans la basse atmosphère, le refroidissement calculé pour le gaz carbonique seul est faible en comparaison du refroidissement calculé pour la vapeur d'eau seule (environ 10 %). Cependant la correction à apporter du fait de la superposition des bandes n'est pas sans importance et peut, suivant les cas, atténuer ou accentuer le refroidissement calculé en supposant que la vapeur d'eau agit seule.

Nous allons donc essayer de calculer cette correction avec précision.

On a vu (équation (7.14)) que dans la basse atmosphère, l'expression du flux de rayonnement s'écrit

$$F = \int R_{H_2O}\, dT + \int \Delta R_{H_2O,\, CO_2}\, dT$$

ou en utilisant

$$P(u) = \frac{R_{H_2O}}{4\sigma T^3}$$

$$F = \int P(u)\, dB + \int \frac{\Delta R_{H_2O\ CO_2}\, dB}{4\sigma T^3}$$

Pour simplifier l'écriture, nous posons

$$\beta(u, v) = \frac{\Delta R_{H_2O\ CO_2}}{4\sigma T^3} = \frac{1}{4\sigma T^3} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \tau_f(u)\, [1 - \tau_f(v)]\, \frac{db}{dT}\, d\nu \tag{8.8}$$

avec

$\nu_1 = 550\ \text{cm}^{-1}$
$\nu_2 = 800\ \text{cm}^{-1}$

u désigne l'épaisseur effective de vapeur d'eau en g.cm^{-2}
v désigne l'épaisseur effective du gaz carbonique en atmo-cm.

L'expression de ΔN pour une couche Δz contenant une épaisseur Δu de vapeur d'eau et une épaisseur Δv de gaz carbonique devient

$$\Delta N = \int_{B_s}^{B_0} [\Delta P(u_0) + \Delta\beta(u_0, v_0)]\, dB + \int_{0}^{B_1} [\Delta P(u_1) + \Delta\beta(u_1, v_1)]\, dB \tag{8.9}$$
$$+ \int_{B_0}^{B_L} [\Delta P(u) + \Delta\beta(u, v)]\, dB + \int_{B_1}^{B_H} [\Delta P(u') + \Delta\beta(u', v')]\, dB$$

on pose toujours

$$\Delta P(u) = P(u + \Delta u) - P(u)$$
$$\Delta\beta(u, v) = \beta(u + \Delta u, v + \Delta v) - \beta(u, v)$$

Si Δu et Δv sont assez petits devant u et v ou tout au moins si $\Delta\beta$ est assez petit devant β on peut écrire

$$\Delta\beta(u, v) = \frac{\partial\beta}{\partial u}\Delta u + \frac{\partial\beta}{\partial v}\Delta v \tag{8.10}$$

L'équation (8.8) montre que β dépend de $\tau_f(u)$ fonction de transmission pour la vapeur d'eau et de $1 - \tau_f(v)$ absorption relative du gaz carbonique. $\tau_f(u)$ et $1 - \tau_f(v)$ varient en sens inverse quand u et v varient dans le même sens. Avec les conventions de signes

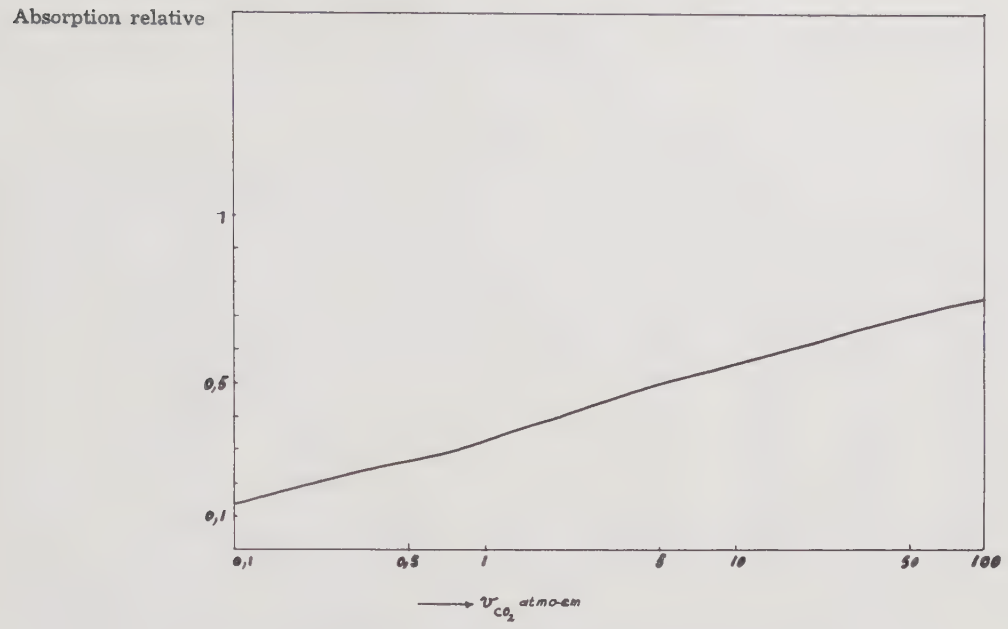


FIG. 8.3. — Absoprtion relative moyenne du gaz carbonique.
Dans la région 550 - 800 cm^{-1} cas d'un mur absorbant. D'après KONDRATYEV.

faites $\frac{\partial \beta}{\partial u}$ est négatif et $\frac{\partial \beta}{\partial v}$ est positif. La valeur $\Delta\beta$ du terme correctif pourra donc, selon les cas être positive ou négative.

La courbe de la figure 8.3 donne l'absorption relative moyenne du gaz carbonique dans la région spectrale 550-800 cm^{-1}, c'est-à-dire les variations de

$$\frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} (1 - \tau_f(v))\, d\nu$$

en fonction de l'épaisseur v de gaz carbonique (d'après KONDRATYEV [52]).

La courbe de la figure 8.4 donne la transmission moyenne de la vapeur d'eau dans cette même région, c'est-à-dire les variations de

$$\frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \tau_f(u)\, d\nu$$

(d'après ELSASSER [30]).

On voit que la bande 550-800 cm^{-1} est une région de faible absorption pour la vapeur d'eau et de forte absorption pour le gaz carbonique.

Dans la haute atmosphère la vapeur d'eau est pratiquement transparente dans la région 550-880 cm^{-1} alors que l'absorption par le gaz carbonique est encore importante. On peut donc simplement ajouter les refroidissements calculés séparément pour ces deux gaz.

Dans la basse atmosphère l'effet du gaz carbonique dépend essentiellement des concentrations respectives des deux gaz. Lorsque u et v augmentent à partir de 0, $\left|\frac{\partial \beta}{\partial u}\right|$ décroît moins vite que $\left|\frac{\partial \beta}{\partial v}\right|$. Si Δu a une valeur suffisante par rapport à Δv le terme $\frac{\partial \beta}{\partial u} \Delta u$ devient à un certain niveau plus grand en valeur absolue que le terme $\frac{\partial \beta}{\partial v} \Delta v$

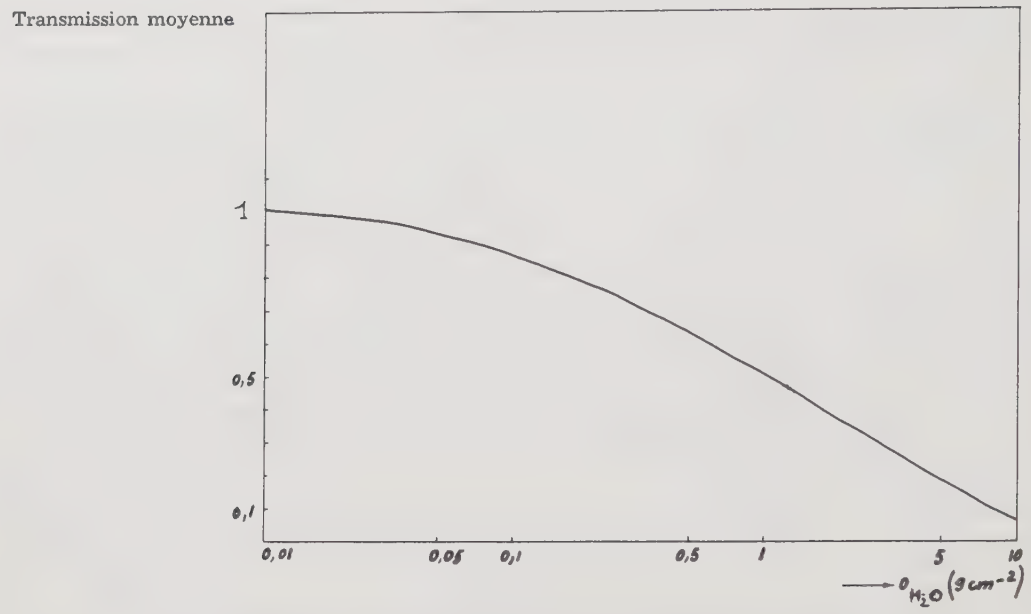


FIG. 8.4. — Transmission moyenne de la vapeur d'eau.
Dans la région 550 - 800 cm^{-1} cas d'un mur absorbant. D'après ELSASSER.

et la correction $\Delta\beta$ est négative. La valeur négative de la correction est atteinte d'autant plus rapidement que la couche examinée Δz est plus humide.

La correction à apporter à ΔN calculé pour la vapeur d'eau est $\int \Delta\beta \, dB$. Si $\int \Delta\beta \, dB$ est négatif, l'effet du gaz carbonique est d'atténuer le refroidissement (ou d'accentuer l'échauffement) calculé en supposant que la vapeur d'eau agit seule.

Le signe de $\int \Delta\beta \, dB$ dépend beaucoup de l'état de l'atmosphère aux environs immédiats du niveau étudié et, en particulier, de la position de la couche mince par rapport au sol et aux inversions de température.

TABLEAU 2

$-\frac{\partial\beta}{\partial u}$ à v constant

	→ v atmo-cm							
u g cm^{-2}	100	50	20	10	6	3	2	1
0,02	0,5	0,42	0,36	0,3				
0,03	0,44	0,38	0,32	0,26	0,22	0,19	0,17	0,15
0,06	0,30	0,26	0,21	0,17	0,16	0,13	0,12	0,11
0,1	0,21	0,18	0,14	0,12	0,11	0,095	0,095	0,090
0,3	0,09	0,08	0,07	0,06	0,05	0,04	0,035	0,035
0,6	0,06	0,05	0,04	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02
1	0,03	0,02	0,015	0,009	0,009	0,009	0,008	0,008
2	0,006	0,006	0,005	0,005	0,004	0,004	0,003	0,0025

TABLEAU 3

$\frac{\partial \beta}{\partial v} 10^2$ à u constant

	→ u g cm^{-2}							
v atmo. cm	0,01	0,03	0,06	0,1	0,3	0,6	1	2
150	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,008
100	0,022	0,021	0,020	0,018	0,017	0,016	0,015	0,014
50	0,050	0,046	0,042	0,037	0,033	0,029	0,025	0,022
20	0,11	0,096	0,094	0,090	0,080	0,065	0,060	0,044
10	0,22	0,21	0,20	0,18	0,16	0,14	0,12	0,10
6	0,41	0,38	0,36	0,31	0,28	0,25	0,18	0,12
3	0,84	0,78	0,72	0,66	0,63	0,58	0,46	0,25
2	1,12	1,10	1,0	0,91	0,86	0,78	0.66	0,50
1	2,5	2,2	1,7	1,4	1,3	1,1	0,8	0,7

Nous allons maintenant préciser ce mode de calcul sur un exemple concret.

Puisque nous avons utilisé les valeurs données par YAMAMOTO pour la quantité P (u), nous utiliserons également les valeurs données par YAMAMOTO pour β [82]. Ce dernier donne les valeurs de β sous forme d'un graphique où v est porté en abcisses et u en ordonnées. On obtient ainsi un réseau de courbes à β constant (figure 8.5).

Les tableaux 2 et 3 donnent $-\frac{\partial \beta}{\partial u}$ à v constant et $\frac{\partial \beta}{\partial v}$ à u constant calculés d'après le réseau de courbes de la figure 8.5.

8.4. — Exemples de calculs concernant le refroidissement du au gaz carbonique

8.4.1. — *Répartition en altitude du gaz carbonique et de la vapeur d'eau*

On a vu que le calcul du refroidissement à une altitude déterminée exige une connaissance précise de la structure et de la composition de l'atmosphère.

Nous admettrons que la concentration en volume du gaz carbonique est $3{,}2 \cdot 10^{-4}$ et qu'elle est invariable jusqu'à une hauteur de 30 km environ. L'épaisseur de gaz carbonique comprise entre deux niveaux de l'atmosphère dépend donc uniquement de la pression et de la température. Dans les régions subtropicales et équatoriales, à une même altitude, les variations annuelles de pression et de température sont faibles. La répartition en altitude du gaz carbonique peut donc être calculée une fois pour toutes. Seulement dans les premières centaines de mètres, à cause des fortes variations de températures possibles, il peut être nécessaire de calculer Δv dans chaque cas particulier.

Au contraire la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère est essentiellement variable. Les radiosondages donnent l'humidité jusqu'à une température de — 15 °C, c'est-à-dire dans les régions subtropicales, jusqu'à une altitude de 6 500 mètres environ. Pour les altitudes supérieures on peut avoir une idée de la teneur en vapeur d'eau en utilisant la tension maximum de vapeur d'eau correspondant à la température et en supposant

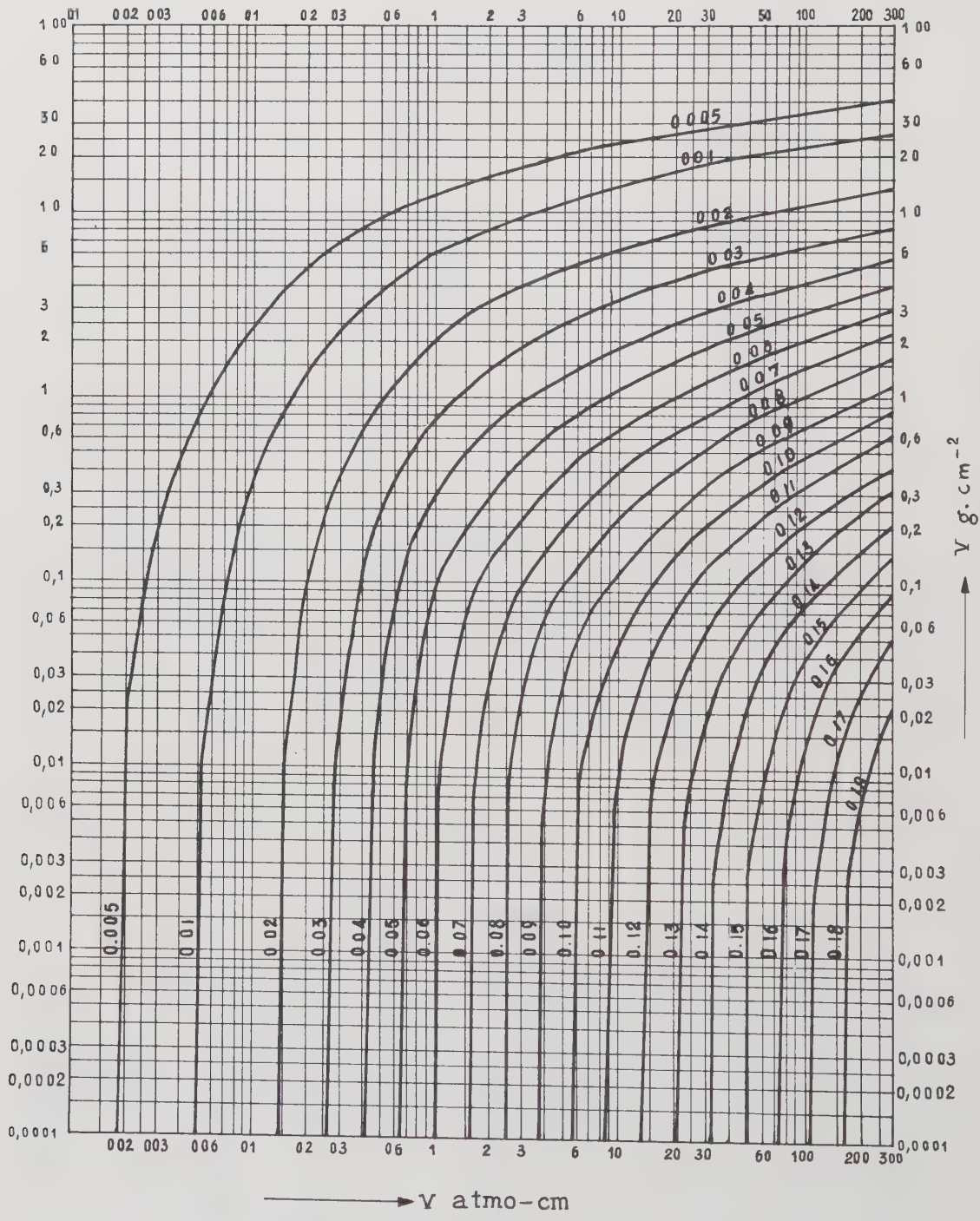


FIG. 8.5. — Réseau de courbes à β constant.

$$\beta(u, v) = \frac{1}{4\sigma T^3} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \tau_f(u)\,[1 - \tau_f(v)]\,\frac{db}{dT}\,d\nu$$

(D'après YAMAMOTO)

l'humidité relative constante. Dans le cas de calculs de flux au niveau du sol, cette approximation est sans importance puisque presque toute la vapeur d'eau se trouve concentrée dans les deux ou trois premiers kilomètres. Mais, pour les calculs de refroidissement à grande altitude, il en résulte une grande imprécision.

Le tableau 4 indique la répartition verticale du gaz carbonique à Dakar. Les altitudes et les températures des niveaux supérieurs à 800 mb. sont les valeurs annuelles moyennes. L'épaisseur réelle de gaz carbonique est calculée entre deux niveaux successifs. Pour tenir compte de l'effet de la pression et de la température, on a multiplié l'épaisseur réelle par $\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,88} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$. Souvent on multiplie simplement l'épaisseur réelle par $\frac{p}{p_0}$. Dans la basse atmosphère la différence entre $\Delta v \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,88} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$ et $\Delta v \frac{p}{p_0}$ est négligeable. A partir de 6 ou 7 kilomètres, la seconde de ces valeurs est sensiblement moins grande que la première.

Ce même tableau 4 donne la teneur en vapeur d'eau aux différents niveaux à partir de 500 mb. en supposant l'humidité relative constante et égale à 40 %. L'épaisseur réelle Δu est remplacée par l'épaisseur effective $\Delta u \frac{p}{p_0}$.

On constate que l'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue au-dessus du niveau 500 mb. est $u = 0{,}097$ g cm^{-2} alors que l'épaisseur effective de vapeur d'eau entre le sol et 500 mb. varie de 1 à 2,5 g cm^{-2} pendant la saison sèche. La vapeur d'eau contenue dans la haute atmosphère n'a donc pratiquement aucune influence sur le refroidissement au niveau du sol, et la proportion de 40 % généralement admise est sans importance pour la suite des calculs.

TABLEAU 4

Répartition verticale du gaz carbonique et de la vapeur d'eau

Niveaux mb	Altitude mètres	Température °C	Δv réel atmo-cm	Δv effectif	v aux différents niveaux	Δu réel g.cm^{-2}	Δu effectif
1 008	0			28			
900	1 005		13	12,1	28		entre
850	1 510		13,4	11,2	40		le sol et
800	2 030	16	12,8	10,0	51		500 mb
750	2 550	12	14	10,5	61		$u = 1$
700	3 150	9	26,7	17,7	71		à 2,5
600	4 400	1	25	15,1	89		g.cm^{-2}
500	5 850	— 7			104		
400	7 600	— 19	27,5	14,2	118	0,124	0,0560
300	9 650	— 32	26,6	11,3	129	0,0512	0,0187
200	12 400	— 52	27,1	8,76	138	0,0142	0,00417
150	14 200	— 64	13,3	3,22	141	0,0012	0,00099
100	16 650	— 73	13,7	2,62	144	0,00036	0,000055
60	19 700	— 66	11,0	1,43	145,5	0,0003	0,000028
40	22 200	— 58	5,4	0,45	146	0,0011	0,000638
10	30 000	— 56	8,2	0,37	146,4	0,0084	0,00024

8.4.2. — *Exemple de calcul de refroidissement radiatif Importance du gaz carbonique*

Le refroidissement du à la vapeur d'eau et la correction en vue de tenir compte du gaz carbonique ont été calculés dans un cas particulier à différents niveaux de l'atmosphère.

L'atmosphère étudiée a la structure représentée par la courbe de la figure 8.6. Cette structure se rencontre souvent à Dakar, la nuit, par vents alizés au mois de mars.

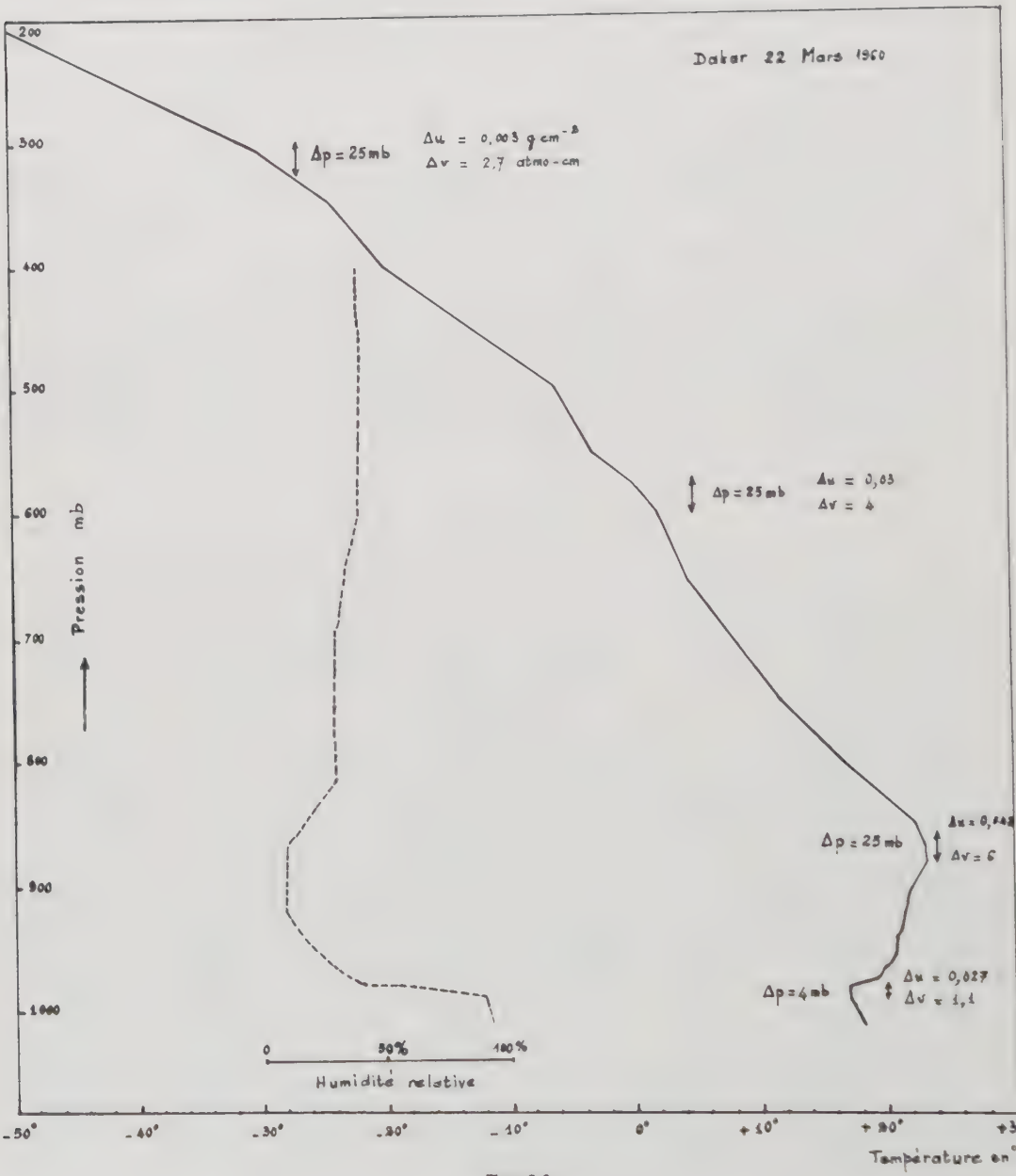


FIG. 8.6.

Il existe une inversion de température dont le sommet est à 875 mb. Nous supposons la température du sol égale à la température de l'air à son voisinage.

Le refroidissement est calculé pour les couches suivantes :

1° Entre 325 et 300 mb	Δu	= 0,0035	g.cm^{-2}
	Δv	= 2,6	atmo-cm
2° Entre 600 et 575 mb	Δu	= 0,03	g.cm^{-2}
	Δv	= 4	atmo-cm
3° Entre 900 et 875 mb au sommet de la couche d'inversion	Δu	= 0,042	g.cm^{-2}
	Δv	= 6	atmo-cm
4° Entre 970 et 974 mb à la base de la couche d'inversion	Δu	= 0,027	g.cm^{-2}
	Δv	= 1,1	atmo-cm

Puisque nous supposons $B_0 = B_s$

$$(8.11)\quad \Delta N = \int_0^{B_1} [\Delta P(u_1) + \Delta\beta(u_1, v_1)]\, dB + \int_{B_0}^{B_L} [\Delta P(u) + \Delta\beta(u,v)]\, dB + \int_{B_1}^{B_H} [\Delta P(u') + \Delta\beta(u'\, v')]\, dB .$$

Le calcul des intégrales $\int \Delta P(u)\, dB$ est effectué numériquement ou graphiquement. Les valeurs utilisées pour $P(u)$ sont celles données par YAMAMOTO (Figures 7.3 et 8.2). $\Delta P(u)$ est évalué en calculant directement $P(u + \Delta u) - P(u)$ lorsque u est du même ordre de grandeur que Δu.

On calcule ensuite

$$\Delta P(u) = \frac{\partial P(u)}{\partial u} \Delta u$$

lorsque Δu est assez petit devant u.

De même on évalue d'abord $\Delta\beta = \beta(u + \Delta u, v + \Delta v) - \beta(u, v)$ puis

$$\Delta\beta = \frac{\partial\beta}{\partial u} \Delta u + \frac{\partial\beta}{\partial v} \Delta v$$

(figures 8,5, tableaux 2 et 3 du chapitre 8).

Les résultats du calcul sont rassemblés dans le tableau 5. On y trouve le refroidissement calculé ΔT_1 en supposant que la vapeur d'eau agit seule, le refroidissement ΔT_2 calculé pour le gaz carbonique seul, et la correction ΔT_3 à ajouter à ΔT_1 pour tenir compte de la superposition des bandes.

A 300 mb, on peut admettre que, dans la région $\nu_1 - \nu_2$ l'absorption par la vapeur d'eau est négligeable devant l'absorption par le gaz carbonique. On peut donc, sans inconvénient, ajouter ΔT_1 et ΔT_2 pour avoir le refroidissement total.

Dans la basse atmosphère, lorsque l'humidité est suffisante, la présence du gaz carbonique atténue l'effet des niveaux éloignés de la couche mince examinée, et accentue l'effet des niveaux rapprochés.

Ainsi au *sommet* d'une inversion de température, la présence du gaz carbonique accentue le refroidissement de la couche.

A la *base* d'une inversion de température, la présence du gaz carbonique diminue sensiblement le refroidissement du à la vapeur d'eau. Ceci est normal puisque la correction $\Delta\beta$ est positive pour dB positif (ce qui accentue l'échauffement) et négative pour dB négatif (ce qui atténue le refroidissement).

Aux niveaux compris entre 800 et 500 mb l'effet du gaz carbonique est presque toujours d'atténuer le refroidissement calculé pour la vapeur d'eau seule.

On constate que la correction ΔT_3 est généralement 10 % environ de la valeur ΔT_1.

TABLEAU 5

Refroidissement radiatif à différents niveaux en °C par jour

	ΔT_1 H_2O seule °C par jour	ΔT_2 CO_2 seul °C par jour	ΔT_3 Correction pour mélange H_2O, CO_2 °C par jour	$\Delta T_1 + \Delta T_2$ °C par jour	$\Delta T_1 + \Delta T_3$ °C par jour
300 à 325 mb $\Delta u = 0{,}0035$ g.cm^{-2} $\Delta v = 2{,}6$ atmo-cm	— 1,48	— 0,27		— 1,8	
600 à 575 mb $\Delta u = 0{,}03$ $\Delta v = 4$	— 1,92	— 0,20	+ 0,23	— 2,2	— 1,7
900 à 875 mb sommet inversion de température $\Delta u = 0{,}042$ $\Delta v = 6$	— 2,72	— 0,58	— 0,19	— 3,3	— 2,9
974 à 970 mb base inversion de température $\Delta u = 0{,}027$ $\Delta v = 4{,}1$	— 1,20	+ 0,15	+ 0,38	— 1,05	— 0,8

Elle peut cependant atteindre des valeurs beaucoup plus élevées, soit tout près du sol, soit à la base d'une inversion de température comme le met en évidence le tableau 5.

De toutes façons en ajoutant simplement ΔT_1 et ΔT_2 on obtient des refroidissements trop élevés.

On trouvera d'autres exemples de calculs de refroidissements de couches minces dans la Troisième Partie.

On peut se demander si la précision des calculs n'est pas purement formelle. En effet nous avons supposé d'abord que la transmission du mélange était

$$\tau_{f\,(CO_2,\,H_2O)} = \tau_{f\,CO_2} \times \tau_{f\,H_2O}\,.$$

Cette égalité est vraie seulement dans le cas où la fonction de transmission a une forme exponentielle. Ceci est donc une première approximation.

Si l'absorption du gaz carbonique dans la région 800 — 550 cm^{-1} est bien connue, il n'en est pas de même pour l'absorption de la vapeur d'eau dans cette même région. La formule de correction n'est exacte que dans la mesure où les valeurs de $\tau_{f\,H_2O}$ entre 800 et 550 cm^{-1} sont exactes. Beaucoup de controverses ont encore lieu à ce sujet. Enfin, dans la basse atmosphère, il est possible que les poussières ou gouttelettes d'eau en suspension jouent un rôle important et augmentent par conséquent le coefficient de transmission atmosphérique dans la région dite de transparence. Les formules de correction pour tenir compte de la superposition du gaz carbonique et de la vapeur d'eau seraient dans ce cas encore à modifier. (Il en sera question plus loin.)

Cependant il est probable, que les calculs ci-dessus donnent bien un ordre de grandeur de la correction à effectuer. Ils montrent en tout cas dans quel sens agit le gaz carbonique et dans quel cas son action est particulièrement importante.

CHAPITRE IX

INFLUENCE DU SOL SUR LA VALEUR DU FLUX ASCENDANT ET LE REFROIDISSEMENT RADIATIF DE L'ATMOSPHÈRE

9.1. — Corrections à apporter à l'évaluation des flux de rayonnement lorsque le sol ne rayonne pas comme un corps noir

Dans tout ce qui précède, il a été admis que, dans l'infrarouge le sol rayonnait comme un corps noir. Cependant différents calculs [10] [53] et mesures montrent que le pouvoir émissif du sol est en réalité compris entre 85 % et 95 % du pouvoir émissif du corps noir pris à la même température. Il est alors nécessaire d'introduire dans les calculs de transfert radiatif une correction car, d'une part, le rayonnement propre du sol est inférieur à celui d'un corps noir, d'autre part, une partie du rayonnement incident est réfléchie par le sol.

Nous pouvons utiliser comme référence une nappe d'eau immobile à température connue. Connaissant le pouvoir émissif de cette nappe d'eau, il est possible, par comparaison, d'évaluer le pouvoir émissif de sols de nature différente.

Or, l'émission propre d'une nappe d'eau peut être calculée si l'on connaît le pouvoir réflecteur de l'eau pour les différentes longueurs d'onde comprises entre 3 μ et 30 μ.

9.1.1. — *Pouvoir émissif d'une nappe d'eau immobile à 25 °C*

Dans l'infrarouge, le pouvoir réflecteur de l'eau liquide sous incidence normale ne dépasse pas quelque pour cent. Aussi, les mesures sont-elles difficiles. Un certain nombre de mesures de l'indice d'extinction et du pouvoir réflecteur de l'eau entre 1 μ et 18 ou 20 μ ont été effectuées par Rubens et Ladenberg (1908), Gehrts (1915), Tyndall (1929), Weingeroff [56]. La figure 9.1 montre le pouvoir réflecteur de l'eau liquide en fonction de la longueur d'onde d'après Rubens et Ladenberg [11].

Centeno (1941) [15] utilisant les moyennes des valeurs proposées par les différents auteurs, calcul l'indice de réfraction de l'eau entre 2 μ et 18 μ.

Pour les radiations infrarouges de longueur d'onde supérieure à 3 μ, l'indice de réfraction doit être représenté par un nombre complexe :
$m = n - j\,n'$, n est la partie réelle de l'indice de réfraction et n' est le coefficient d'extinction.

Soit $A_{\lambda 0}$ le pouvoir réflecteur de l'eau sous incidence normale pour une longueur d'onde λ; n et n' sont liés à $A_{\lambda 0}$ par la relation

$$A_{\lambda 0} = \frac{(n-1)^2 + n'^2}{(n+1)^2 + n'^2} \tag{9.1}$$

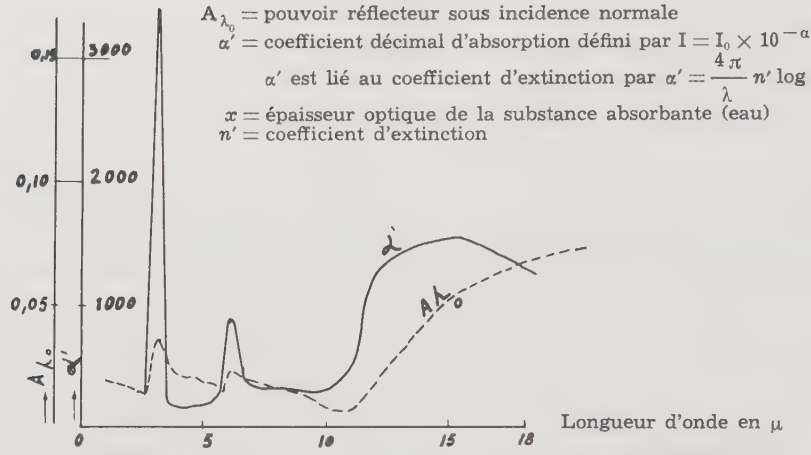

A_{λ_0} = pouvoir réflecteur sous incidence normale
α' = coefficient décimal d'absorption défini par $I = I_0 \times 10^{-\alpha' x}$
α' est lié au coefficient d'extinction par $\alpha' = \frac{4\pi}{\lambda} n' \log e$
x = épaisseur optique de la substance absorbante (eau)
n' = coefficient d'extinction
0,15
0,10
0,05
3000
2000
1000
A_{λ_0}
α'
λ
$A\lambda_0$
0
5
10
15
18
Longueur d'onde en μ
Pouvoir réflecteur sous incidence normale — — — — —
Spectre d'absorption de l'eau liquide ————————
(D'après Rubens et Ladenberg)

Fig. 9.1.

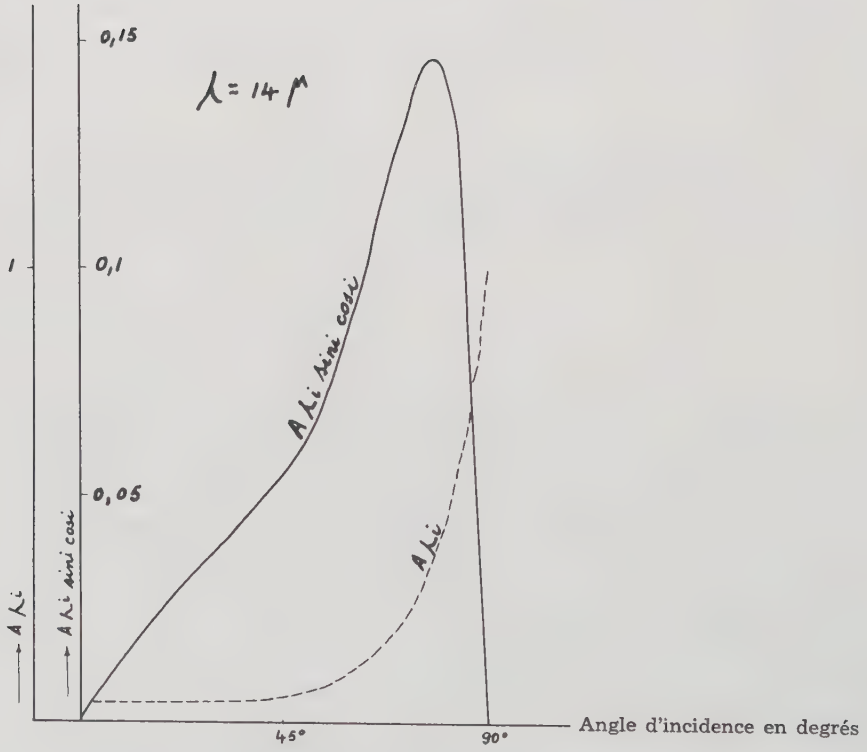

0,15
$\lambda = 14\,\mu$
1
0,1
0,05
$A\lambda_i \sin i \cos i$
$A\lambda_i$
$A\lambda_i$
$A\lambda_i \sin i \cos i$
45°
90°
Angle d'incidence en degrés
A_{λ_i} Pouvoir réflecteur de l'eau liquide en fonction de l'incidence — — — — — $\lambda = 14\,\mu$
A_{λ_i} sin i cos i en fonction de l'incidence ————————

Fig. 9.2.

Les valeurs indiquées dans le tableau I sont extraites du tableau de Centeno.

TABLEAU 1

Constantes optiques de l'eau dans le proche infrarouge

Longueur d'onde en μ	Pouvoir réflecteur sous incidence nomale en %	Coefficient d'extinction n'	partie réelle de l'indice de réfraction n
4	2,19	0,00642	1,347
5	2,02	0,0169	1,331
6,04	2,16	0,1372	1,312
8	1,66	0,0472	1,292
10	0,99	0,0601	1,212
10,9	0,70	0,0993	1,150
12	1,47	0,2058	1,165
14	4,10	0,3582	1,309
16	5,29	0,4088	1,374
18	6,21	0,4585	1,401
20	6,8	0,440	1,45
22	7,2	0,405	1,63

Les valeurs n et n' sont calculées par Centeno seulement jusqu'à 18 μ. Les valeurs de n et n' pour 20 et 22 μ sont calculées en extrapolant les courbes de RUBENS et LADENBERG jusqu'à 22 μ. On admet que le pouvoir réflecteur augmente jusqu'à 0,072 pour 22 μ puis reste constant.

Connaissant l'indice de réfraction $m = n - j\,n'$ de l'eau pour une longueur d'onde déterminée, il est possible de calculer le pouvoir réflecteur de l'eau pour une incidence i arbitraire. Si l'indice de réfraction est réel.

(9.2)
$$A_\lambda = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)}\right] = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{m\cos i - \cos r}{m\cos i + \cos r}\right)^2 + \left(\frac{m\cos r - \cos i}{m\cos r + \cos i}\right)^2\right]$$

i = angle d'incidence
r = angle de réfraction

Si l'indice de réfraction est complexe on remplace les quantités :

$$\frac{m\cos i - \cos r}{m\cos i + \cos r} \text{ et } \frac{m\cos r - \cos i}{m\cos r + \cos i} \text{ par leurs modules.}$$

$\cos r$ est une quantité complexe. On pose $m\cos r = p - jq$ et

(9.3)
$$A_{\lambda i} = \frac{1}{2}\left[\frac{(\cos i - p)^2 + q^2}{(\cos i + p)^2 + q^2} + \frac{[p - (n^2 - n'^2)\cos i]^2 + (2nn'\cos i - q)^2}{[p + (n^2 - n'^2)\cos i]^2 + (2nn'\cos i + q)^2}\right]$$

n et n' sont fonction seulement de λ

p et q sont fonction de n, n' et i et sont solutions de l'équation

$$p^2 - q^2 = n^2 - n'^2 - \sin^2 i$$
$$pq = nn'$$

La loi de KIRCHOFF donne alors en désignant par E_λ l'intensité du rayonnement noir à la température de l'eau pour la longueur d'onde λ, par E l'intensité totale de ce rayonnement et par ε le pouvoir émissif de l'eau pour l'ensemble du spectre et pour un angle solide 2π.

(9.4)
$$\varepsilon = 1 - \int_0^\infty A_\lambda \frac{E_\lambda}{E}\, d\lambda$$

avec

(9.5)
$$A_\lambda = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{(\cos i - p)^2 + q^2}{(\cos i + p)^2 + q^2} + \frac{[p - (n^2 - n'^2)\cos i]^2 + (2nn'\cos i - q)^2}{[p + (n^2 - n'^2)\cos i]^2 + (2nn'\cos i + q)^2} \right] \sin i \cos i di$$

On suppose que le rayonnement réfléchi a même répartition angulaire que le rayonnement incident.

A_λ a été calculé pour les valeurs de λ (de 1 micron en 1 micron) comprises entre 4 et 22 μ.

Pour chaque valeur de λ, la quantité $A_{\lambda i} \sin i \cos i$ a été calculée pour des angles i (de 5° en 5°) compris entre 0 et 90°.

On a ensuite

$$A_\lambda = \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2A_{\lambda i} \sin i \cos i$$

Le calcul a été effectué à la machine électronique.

Le tableau II donne les valeurs de A_λ, E_λ pour quelques valeurs de λ.

TABLEAU II

λ en microns	$E_\lambda \cdot 10^{-4}$ cal. cm^{-3} par 3 h.	A_λ	$E_\lambda A_\lambda$
4	0,5513	0,0695	383,7
5	2,0224	0,0659	1332,7
6,04	4,028	0,0617	2485,2
8	7,115	0,0598	4254,7
10	7,8414	0,0483	3791,3
12	7,1066	0,0630	4480,7
14	5,9195	0,1006	5923,2
16	4,7530	0,1136	5401,3
18	3,7632	0,1239	4663,7
20	2,9716	0,1272	3773,9
22	2,3539	0,1371	3276,6
25	1,6792	0,1371	2299,1
30	0,9947	0,1371	1361,7

E_λ est calculé pour la température de 25 °C

A_λ est supposé constant entre 22 μ et 30 μ

L'intégration de (9.4) donne

$$\int_0^\infty A_\lambda \frac{E_\lambda}{E} d\lambda = 0{,}088$$

et

$$\varepsilon = 1 - \int_0^\infty A_\lambda \frac{E_\lambda}{E} d\lambda = 0{,}912$$

Remarque.

Le pouvoir émissif ε a été calculé pour l'ensemble des radiations comprises entre 4 μ et 30 μ et pour un angle solide hémisphérique.

Pour une longueur d'onde donnée le pouvoir réflecteur est élevé surtout pour les grandes incidences. Il est égal à 1 pour $i = 90°$. La figure 9.2 montre les variations du pouvoir réflecteur en fonction de l'incidence pour $\lambda = 14\ \mu$.

Le fait est important lorsqu'on mesure le pouvoir émissif ε d'une surface. En effet, il est rare que la surface du récepteur utilisé pour les mesures suive la loi du cosinus jusqu'à des incidences de 90°. En général, les radiations arrivant sous des incidences supérieures à 75° ou 80° sont mal absorbées par le récepteur. Si au lieu de mesurer le pouvoir émissif d'une surface pour un angle solide 2π, on mesure ce pouvoir émissif en se limitant à des incidences inférieures à 75° ou 80°, le pouvoir émissif trouvé sera supérieur à ε.

Si l'on considère seulement les incidences inférieures à un angle θ, l'expression de A_λ devient

$$A_\lambda = \frac{\int_0^\theta A_{\lambda i} \sin i \cos i \, di}{\int_0^\theta \sin i \cos i \, di}$$

Ainsi, dans le cas de $\lambda = 14\,\mu$, le pouvoir réflecteur sous incidence normale est

$$A_{\lambda 0} = 0{,}041$$

Les valeurs de A_λ et ε_λ pour $\theta = 90°$, 75° sont

θ	90°	80°	75°
A_λ	0,100	0,085	0,07
ε_λ	0,90	0,915	0,93

En supposant la loi de variation de A_λ et ε_λ en fonction de θ approximativement identique pour l'ensemble des longueurs d'onde, on peut arriver à la conclusion suivante :

— le pouvoir émissif d'une surface étant calculé pour un angle solide 2π, il est augmenté de 1,6 % lorsqu'on limite les angles d'incidence à 80° et de 3,3 % lorsqu'on limite les angles d'incidence à 75°.

9.1.2. — *Réflexion du rayonnement atmosphérique*

Soit D_s le flux de rayonnement atmosphérique arrivant au sol. Une fraction de ce rayonnement est réfléchie. Si ε est le pouvoir émissif du sol, si le rayonnement réfléchi a la même répartition selon l'incidence que le rayonnement émis, et si le sol peut être considéré comme un corps gris, l'intensité du rayonnement réfléchi est $D_s(1 - \varepsilon)$

Le rayonnement ascendant partant du sol est donc

$$U_s = \varepsilon B_s + (1 - \varepsilon) D_s \tag{9.6}$$

B_s étant le rayonnement noir à la température du sol. Cependant lorsque la surface réfléchissante est une nappe d'eau, la réflexion est sélective. Le facteur de réflexion est maximum dans les régions spectrales correspondant aux bandes d'absorption de la vapeur d'eau. La fraction de rayonnement atmosphérique réfléchie doit donc être légèrement supérieure à $1 - \varepsilon$.

Calculons, sur un exemple, l'importance de cette correction.

A Dakar, pendant toute la saison sèche, presque toute l'humidité se trouve concentrée dans les 1 000 premiers mètres là où la température varie peu. On peut dire que le flux de rayonnement atmosphérique, est approximativement le flux émis par une couche isotherme à 20 °C contenant $u = 1$ g. cm^{-2} de vapeur d'eau et $v = 30$ atmo. cm de gaz carbonique.

Le flux de rayonnement émis par cette couche est

$$D_s = 546 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ par jour}$$

Cette énergie se répartit ainsi

99 calories dans la bande 4 à 8,5 μ
13 calories dans la bande 8,5 à 12 μ

218 calories dans la bande 12 à 18 μ
(vapeur d'eau + gaz carbonique)
216 calories dans la bande 18 à 50 μ

Ces calculs sont effectués à l'aide des tables numériques d'Elsasser (1960)

D'après le tableau II on peut admettre pour valeur moyenne de A_λ

0,065 dans la bande 4 à 8 μ
0,055 dans la bande 8 à 12 μ
0,10 dans la bande 12 à 18 μ
0,13 dans la bande 18 à 30 μ

La fraction de rayonnement atmosphérique réfléchi est donc

$$A = 0{,}104$$

au lieu de $1 - \varepsilon = 0{,}088$ calculé sans tenir compte de la réflexion sélective.

D'autre part, nous avons supposé la surface de l'eau immobile. Si la nappe d'eau considérée est la mer, la présence des vagues modifie la répartition angulaire du rayonnement réfléchi. Néanmoins, dans tout ce qui suit, on admettra que le sol considéré est plan, et que l'approximation est suffisante en considérant $(1 - \varepsilon)$ pouvoir réflecteur pour l'ensemble du spectre.

9.1.3. — *Corrections à apporter à la valeur du flux ascendant calculé à un niveau z de l'atmosphère*

1° *Calcul effectué en supposant que le rayonnement réfléchi est un rayonnement gris*

Le flux de rayonnement U_s partant du sol est partiellement absorbé par l'atmosphère. Si le rayonnement réfléchi avait la même répartition spectrale que le rayonnement émis par le sol, il serait possible d'écrire :

$$U_s = \varepsilon B_s + (1 - \varepsilon)\, D_s = \varepsilon'\, B_s \tag{9.7}$$

ε' étant le pouvoir émisisf apparent du sol. ε' est d'autant plus voisin de 1 que le rayonnement D_s est plus important. Il suffirait donc d'écrire les équations de transfert en remplaçant le flux de rayonnement noir B_s par $\varepsilon' B_s$.

En considérant le sol comme un corps noir, le flux ascendant à un niveau z (u_0 est l'épaisseur d'absorbant entre le sol et le niveau z) est

$$U_z = B_s - \int_{B_0}^{B_s} P(u_0)\, dB + \int_{B_0}^{B_z} P(u)\, dB \tag{9.8}$$

En considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif ε', le flux ascendant est

$$U'_z = \varepsilon' B_s - \int_{B_0}^{\varepsilon' B_s} P(u_0)\, dB + \int_{B_0}^{B_z} P(u)\, dB \tag{9.9}$$

En retranchant (9.9) de (9.8), on obtient une relation permettant de calculer

$$U_z - U'_z = B_s(1 - \varepsilon') - \int_{\varepsilon' B_s}^{B_s} P(u_0)\, dB = (1 - \varepsilon')\,[1 - P(u_0)]\, B_s \tag{9.10}$$

2° *Calcul effectué en tenant compte de la répartition spectrale du rayonnement réfléchi*

En fait, la correction à faire subir à U_z doit être plus importante que celle indiquée par l'équation (9.10), puisque l'énergie du rayonnement réfléchi se trouve concentrée dans les régions d'absorption atmosphérique.

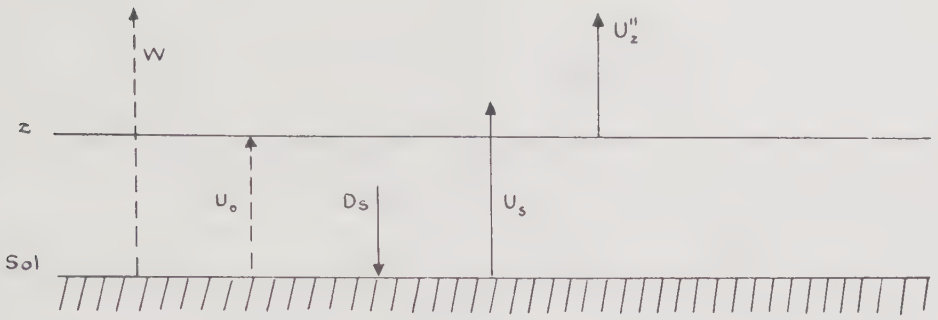


FIG. 9.3.

Les notations suivantes seront utilisées (figure 9.3) :

w_1 = quantité totale de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère;

w = variable comptée à partir du sol (quantité de vapeur d'eau);

u_0 = quantité de vapeur de'au contenue entre le sol et le niveau z;

U_s = flux ascendant partant du sol;

D_s = flux descendant arrivant au sol;

U''_z = flux ascendant au niveau z.

On envisagera seulement la correction due à l'absorption par la vapeur d'eau.

Le flux D_s est :

$$D_s = B_0 - \int_0^\infty b_1 \tau_f(w_1)\, d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_1}^{T_0} \frac{db}{dT} \tau_f(w)\, d\nu . \tag{9.11}$$

En remplaçant D_s par sa valeur dans l'équation (9.6) le flux partant du sol est

$$U_s = \varepsilon B_s + (1-\varepsilon)\left[B_0 - \int_0^\infty b_1 \tau_f(w_1)\, d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{T_1}^{T_0} \frac{db}{dT} \tau_f(w)\, dT \right] \tag{9.12}$$

et au niveau z, le flux ascendant est

$$U''_z = \int_0^\infty \left[\varepsilon b_s + (1-\varepsilon)\left(b_0 - b_1 \tau_f(w_1) - \int_{T_1}^{T_0} \frac{db}{dT} \tau_f(w)\, dT \right) \right] \tau_f(u_0)\, d\nu + \int_0^{B_0} P(u_0)\, dB + \int_{B_0}^{B_z} P(u)\, dB \tag{9.13}$$

ou

$$U''_z = \varepsilon B_s + (1-\varepsilon) B_0 - \varepsilon \int_{B_0}^{B_s} P(u_0)\, dB + \int_{B_0}^{B_z} P(u)\, dB + (1-\varepsilon)\left[\int_0^\infty b_1 \tau_f(w_1)\, \tau_f(u_0)\, d\nu - \int_0^\infty d\nu \int_{B_1}^{B_0} \frac{db}{dT} \tau_f(u_0)\, \tau_f(w)\, dB \right]. \tag{9.13'}$$

Le calcul rigoureux des deux derniers termes est assez laborieux puisqu'il exige l'intégration du produit $\tau_f(u_0)\, \tau_f(w)\, \dfrac{db}{dT}$ par rapport à ν.

La forme de la fonction de transmission dépend de l'importance de l'absorption (c'est-à-dire du produit lu) de sorte que l'on ne peut remplacer le produit $\tau_f(w)\, \tau_f(u_0)$ par cette fonction $\tau_f(w, u_0)$ relativement simple et valable dans tous les cas.

Cependant $1 - \varepsilon$ étant toujours faible (de l'ordre de 10 %) il est possible d'estimer l'importance de la correction à effectuer en remplaçant $\tau_f(u_0)\, \tau_f(w)$ par $\tau_f(u_0 + w)$ (ce qui reviendrait à supposer que $\tau_f(u)$ est la forme de e^{-au}).

Avec cette simplification, le flux ascendant devient :

$$(9.14)\qquad U_z'' = \varepsilon B_s - \varepsilon \int_{B_0}^{B_s} P(u_0)\, dB + \int_{B_0}^{B_s} P(u)\, dB + (1-\varepsilon)\left[\int_0^{B_1} P(w_1+u_0)\, dB + \int_{B_1}^{B_0} P(w+u_0)\, dB\right].$$

On obtient U_z'' en retranchant à U_z la quantité

$$(9.15)\qquad U_z - U_z'' = B_s(1-\varepsilon) - (1-\varepsilon)\int_{B_0}^{B_s} P(u_0)\, dB - (1-\varepsilon)\left[\int_0^{B_1} P(w_1+u_0)\, dB + \int_{B_1}^{B_0} P(w+u_0)\, dB\right].$$

Le flux net N_z'' se déduit de N_z de la même manière.

La valeur U_z'' calculée par la formule (9.14) doit être légèrement supérieure à la valeur réelle. En effet, $\tau_f(u_0)\,\tau_f(w)$ a été remplacé par $\tau_f(u_0+w)$. Pour les absorptions faibles, $\tau_f(u_0+w)$ n'est pas très différent de $\tau_f(u_0)\,\tau_f(w)$.

Pour les absorptions fortes, $\tau_f(u_0+w)$ est toujours inférieur à $\tau_f(u_0)\,\tau_f(w)$.

La correction $\int P(w+u_0)\, dB$ est donc surestimée, et d'autant plus surestimée que u_0 est plus grand.

Ceci revient à dire que la courbe donnant les variations de N_z'' avec l'altitude est moins déformée par rapport à N_z que ne l'indique la formule (9.15). En calculant par cette méthode les corrections à faire subir au refroidissement radiatif, on obtient donc une limite supérieure à ces corrections. Or, nous verrons sur des exemples particuliers que ces corrections ne sont appréciables que dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol.

Donc, dans les études concernant le refroidissement radiatif de l'air, l'influence du rayonnement réfléchi n'intervient que tout près du sol, c'est-à-dire lorsque u_0 est faible devant w.

En conséquence, il est possible d'écrire avec une approximation suffisante :

$$\tau_f(w)\,\frac{d\,\tau_f(u_0)}{du} = \frac{d\,\tau_f(w+u_0)}{du}$$

et la correction à faire subir au refroidissement radiatif calculé à une altitude voisine du sol pour tenir compte du fait que le pouvoir émissif du sol est égal à ε et non à 1, est :

$$(9.16)\qquad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{c_p}\,\frac{\partial u}{\partial p}\,(1-\varepsilon)\left[\int_{B_0}^{B_s} \frac{\partial P(u_0)}{\partial u}\, dB + \int_0^{B_1} \frac{\partial P(w_1+u_0)}{\partial u}\, dB + \int_{B_1}^{B_0} \frac{\partial P(w+u_0)}{\partial u}\, dB\right].$$

9.1.4. — *Applications*

Afin de se rendre compte de l'importance des corrections, nous allons tracer les courbes de variation de flux net N_z et les courbes de refroidissement radiatif de l'atmosphère

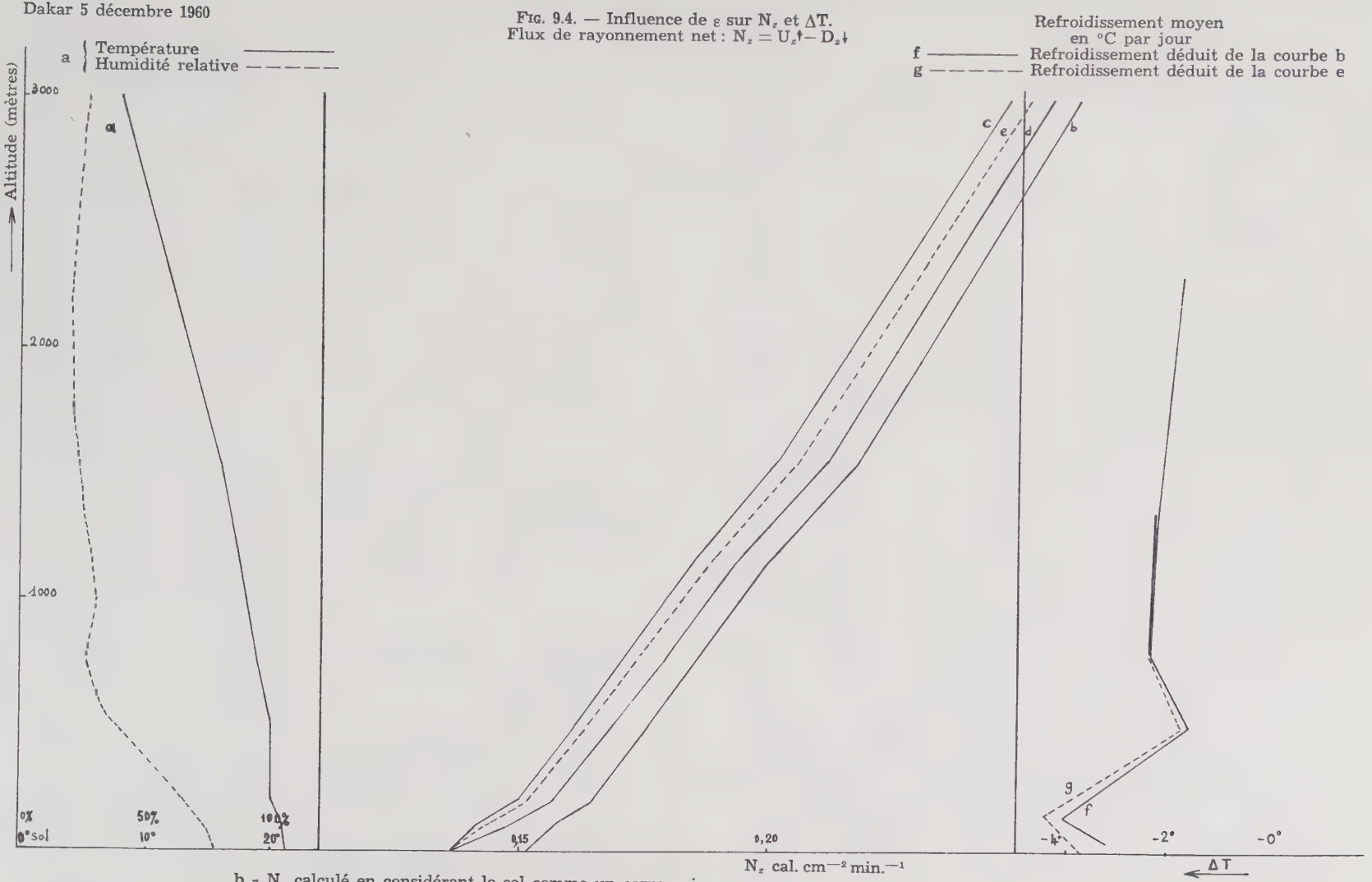
a) en considérant le sol comme un corps noir (U_z calculé par l'équation (9.8)) ;

b) en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif $\varepsilon = 90\ \%$, le flux net N_z'' étant déduit de N_z par l'équation (9.15).

Exemple I. — L'exemple I est pris à Dakar en décembre (0 heure) sans inversion de température. La structure de l'atmosphère étudiée est représentée sur la figure 9.5. La température du sol est égale à la température de l'air à son voisinage.

Dakar 5 décembre 1960

FIG. 9.4. — Influence de ε sur N_z et ΔT.
Flux de rayonnement net : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$



Refroidissement moyen en °C par jour
f ———— Refroidissement déduit de la courbe b
g – – – – – Refroidissement déduit de la courbe e

b - N_z calculé en considérant le sol comme un corps noir.
c - Courbe b décalée de $\Delta N_s = (1 - \varepsilon') B_s$
$\varepsilon' = 97{,}5$ %.
d - N_z calculé en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif ε'.
e - N_z calculé en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif ε et en tenant compte du flux descendant réfléchi. $\varepsilon = 90$ %.

Les flux sont calculés à l'aide des abaques de YAMAMOTO. La température du sol est 21,2 °C

Le rayonnement noir à cette température est $B_s = 0{,}612$ cal.cm^{-2} min.$^{-1}$
Le rayonnement atmosphérique est $D_s = 0{,}460$ cal.cm^{-2} min.$^{-1}$
Le flux net est $N_s = B_s - D_s = 0{,}152$ cal.cm^{-2} min.$^{-1}$

Si le pouvoir émissif du sol est $\varepsilon = 90$ %,

Le rayonnement partant du sol est :

$$U_s = \varepsilon B_s + (1 - \varepsilon) D_s = \varepsilon' B_s$$

Le pouvoir émissif apparent est :

$$\varepsilon' = 97{,}5\ \%\ .$$

Sur la figure 9.4 ont été tracées :

a) les courbes de température et d'humidité relative de l'air en fonction de l'altitude;
b) la courbe de flux net, en considérant le sol comme un corps noir;
c) la courbe (b) décalée de la quantité $(1 - \varepsilon')\ B_s$;
d) la courbe de flux net, en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif ε' (équation 9.10);
e) la courbe de flux net, en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif ε (équation 9.15);
f) la courbe de refroidissement radiatif moyen déduite de la courbe (b);
g) la courbe de refroidissement radiatif moyen corrigé pour tenir compte de la réflexion atmosphérique (déduite de la courbe (e)).

Le tableau 3 donne la valeur du refroidissement radiatif moyen en considérant le sol comme un corps noir, la valeur des corrections à apporter pour tenir compte du fait que le rayonnement du sol n'est pas noir, l'importance relative de ces corrections.

TABLEAU 3

Altitude mètres	Température °C	ΔT_1 Refroidissement calculé avec B_s °C par jour	$\Delta T_2 = \Delta T_1 - x$ Refroidissement calculé avec $\varepsilon' B_s$ °C par jour	$\frac{\Delta T_2 - \Delta T_1}{\Delta T_1}$	$\Delta T_3 = \Delta T_1 - y$ Refroidissement calculé avec εB_s °C par jour	$\frac{\Delta T_3 - \Delta T_1}{\Delta T_1}$
0	21,2	— 3,20	$\Delta T_1 - 3{,}8$	120 %	$\Delta T_1 - 0{,}7$	— 22 %
100	21	— 4,00	$\Delta T_1 - 0{,}32$	8 %	$\Delta T_1 - 0{,}4$	— 10 %
200	20	— 1,52	$\Delta T_1 - 0{,}19$	12 %	$\Delta T_1 - 0{,}14$	— 9 %
500	20	— 2,35	$\Delta T_1 - 0{,}05$	2 %	$\Delta T_1 - 0{,}06$	— 2,6 %
1 160	17	— 2,19	$\Delta T_1 - 0{,}016$	0,8 %	$\Delta T_1 - 0{,}03$	— 1,4 %
1 540	16	— 1,75	$\Delta T_1 - 0{,}009$	0,5 %	$\Delta T_1 - 0{,}009$	— 0,5 %
3 000	7					

L'examen des courbes de la figure 9.4 et du tableau 3 montre que :

1° Au-dessus de 1 000 mètres, les courbes e, b, c, d, sont presque parallèles et peuvent se déduire l'une de l'autre par simple translation.

2° La déformation des courbes d et e par rapport à la courbe b est sensible seulement dans les 200 premiers mètres.

3° Les refroidissements radiatifs calculés dans les trois cas sont pratiquement identiques au delà de 1 500 mètres. Les corrections sont importantes seulement au-dessous de 500 mètres.

4° Au voisinage immédiat du sol la correction à faire subir à ΔT_1 pour tenir compte de la réflexion atmosphérique est importante et atteint 20 % de la valeur de ΔT_1.

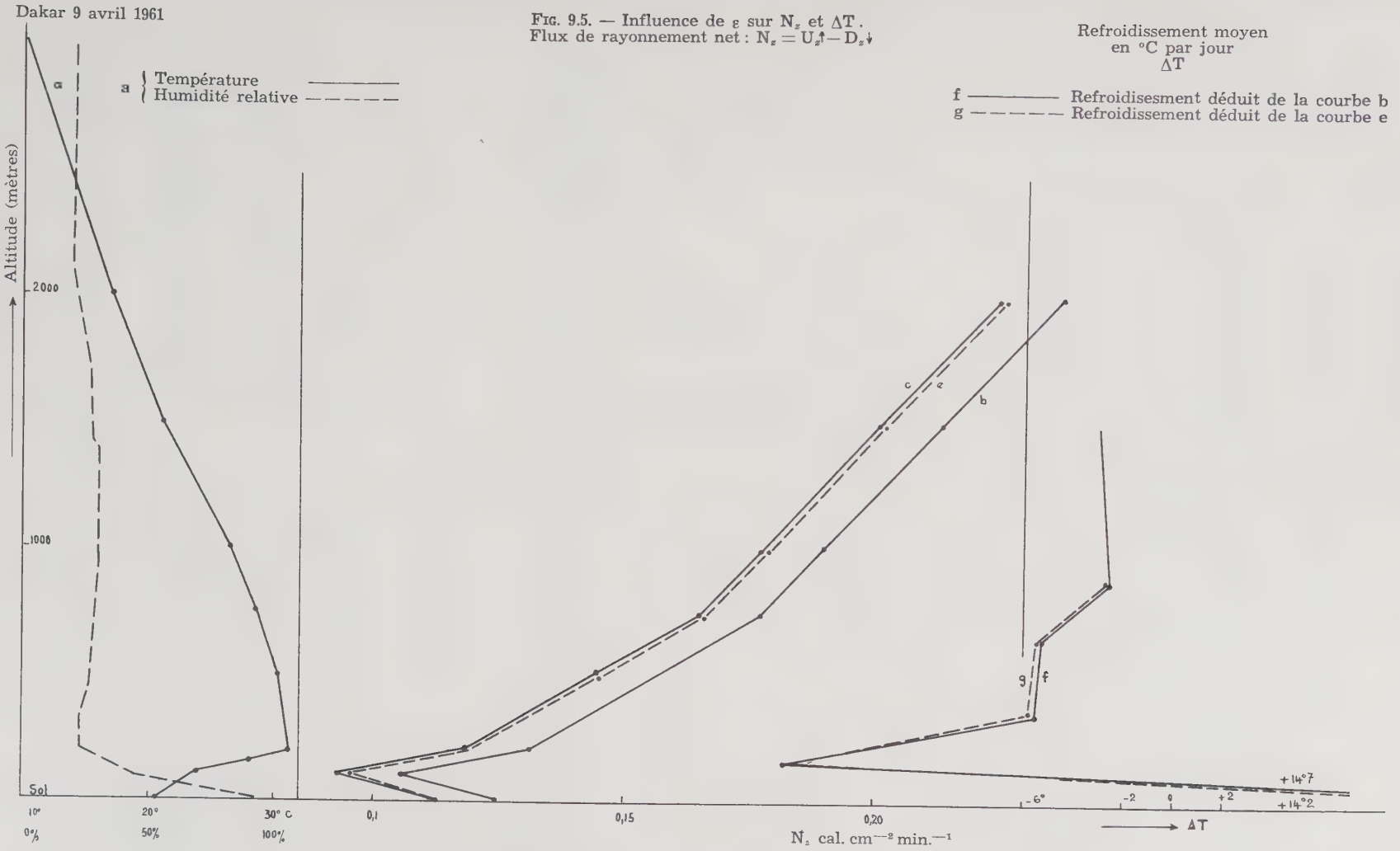


FIG. 9.5. — Influence de ε sur N_z et ΔT.
Flux de rayonnement net : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$

b - N_z calculé en considérant le sol comme un corps noir.
c - Courbe b décalée de $\Delta N_z = (1 - \varepsilon') B_z$
$\varepsilon' = 98\%$.
e - N_z calculé en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif $\varepsilon = 90$ % et en tenant compte du flux descendant réfléchi.

Exemple II. — L'exemple II est pris en avril dans un cas de forte inversion de température. La base de l'inversion est au sol et le sommet vers 250 mètres.

La figure 9.5 montre :

a) les courbes de température et d'humidité relative de l'air en fonction de l'altitude;
b) la courbe de flux net, en considérant le sol comme un corps noir;
c) la courbe (b) décalée de $\Delta N_s = \varepsilon B_s + (1 - \varepsilon) D_s = \varepsilon' B_s$;
e) la courbe de flux net, en considérant le sol comme un corps gris de pouvoir émissif ε (équation 9.14);
f) la courbe de refroidissement radiatif moyen déduite de la courbe (b);
g) la courbe de refroidissement radiatif moyen corrigé pour tenir compte de la réflexion atmosphérique (déduite de la courbe (e)).

Le tableau 4 donne la valeur du refroidissement radiatif moyen, en considérant le sol comme un corps noir, la valeur des corrections à apporter pour tenir compte du fait que le rayonnement du sol n'est pas noir, l'importance relative des corrections.

Tableau 4

Altitude mètres	Température °C	ΔT_1 Refroidissement calculé avec B_s en °C par jour	$\Delta T_3 = \Delta T_1 - y$ Refroidissement calculé avec εB_s en °C par jour	$\frac{\Delta T_3 - \Delta T_1}{\Delta T_1}$
0	20,4			
100	29	+ 14,7	$\Delta T_1 - 0{,}75$	— 5 %
250	31	— 15,7	$\Delta T_1 + 0{,}32$	+ 2 %
500	30	— 5,5	$\Delta T_1 - 0{,}22$	— 4 %
750	28	— 5,3	$\Delta T_1 - 0{,}10$	— 2 %
1 000	26	— 2,6	$\Delta T_1 - 0{,}024$	— 1 %
2 000	17	— 3,1	$\Delta T_1 - 0{,}0001$	0,1 %

A cause de la forte inversion de température et du sol plus chaud que l'air adjacent, l'effet de la réflexion est d'atténuer le refroidissement entre 100 et 200 mètres. Aux altitudes plus élevées la correction accentue le refroidissement comme dans l'exemple 1. Cette correction est beaucoup moins importante que lorsque l'inversion de température est absente.

9.2. — Influence de la température de surface du sol

9.2.1. — *Importance de la température de surface du sol*

Les radiosondages donnent la température de l'air à 1 ou 2 mètres du sol, mais ne donnent pas la température de surface du sol. Or, étant donné la valeur élevée du rayonnement du sol, cette température de surface a une grande importance dans l'évaluation du flux ascendant et par suite du flux net.

D'autre part la température de surface du sol dépend beaucoup de la nature du sol et varie d'un point à un autre selon que le sol est nu ou couvert de végétation. Le vent peut également imposer des fluctuations de plusieurs degrés à la température de surface.

Le flux net est :

$$N_z = B_s - \int_{B_0}^{B_s} P(u_0)\, dB - \int_{B_0}^{B_1} P(u_1)\, dB - \int_{B_s}^{B_0} P(u)\, dB - \int_{B_1}^{B_s} P(u')\, dB .$$

Le terme faisant intervenir la température de surface est

$$\int_{B_0}^{B_s} P(u_0)\, dB .$$

Le flux N_z étant calculé en supposant $B_0 = B_s$, le flux pour différentes températures T_s peut ainsi être évalué facilement.

La divergence du flux de rayonnement à une altitude z est modifiée de la quantité

$$\frac{dN_z}{du} = \int_{B_0}^{B_s} \frac{dP(u_0)}{du}\, dB .$$

Il est facile de voir que $\frac{dP(u_0)}{du}$ est d'autant moins important que u_0 est plus grand.

En conséquence le refroidissement radiatif est fortement influencé par la température de surface seulement au voisinage du sol. L'influence de cette température se fait sentir à une altitude d'autant plus élevée que B_s est plus différente de B_0.

9.2.2. — *Exemples*

1er Exemple. — Dakar, 23 décembre 1960, 12 heures.

Le tableau 5 montre la distribution de température et de l'humidité en altitude (radiosondage).

La température de surface du sable nu est environ 40 °C.

La température de surface de la mer est environ 26 °C.

Le calcul des flux de rayonnement est fait en prenant comme température de surface ces deux cas extrêmes :

a) $T_s = 26$ °C.

b) $T_s = 40$ °C.

La distribution de température et d'humidité en altitude est supposée identique dans les deux cas.

Tableau 5

Altitude en mètres	Température °C	ΔT_1 moyen en °C par jour *Sol à + 26 °C*	ΔT_2 moyen en °C par jour *Sol à + 40 °C*	ΔT_3 moyen en C° par jour *Sol à + 40 °C* $\varepsilon = 90\,\%$ $\Delta T_3 = \Delta T_2 - y$
0	26	+ 4,0	+ 41	$\Delta T_2 - 4{,}6$
100	25	— 8,0	— 0,7	$\Delta T_2 + 0{,}1$
250	23	— 1,2	+ 0,7	$\Delta T_2 - 0{,}2$
600	23	— 2,6	— 1,6	$\Delta T_2 - 0{,}046$
1 000	21	— 1,8	— 1,3	$\Delta T_2 - 0{,}001$
2 000	14,5	— 1,38	— 1,37	
4 000	— 2			

Le tableau 5 donne les variations de température calculées en degrés par jour dans les trois cas suivants :

a) Température du sol = 26 °C
b) Température du sol = 40 °C
c) Température du sol = 40 °C

mais on tient compte du fait que le pouvoir émissif est $\varepsilon = 0{,}90$.

Il est bien entendu que nous envisagerons seulement le rayonnement de grande longueur d'onde. L'absorption du rayonnement solaire devrait être calculé à part. L'échauffement de l'air par rayonnement est donc supérieur à celui indiqué sur le tableau 5, d'une part à cause de l'absorption moléculaire du rayonnement de courte longueur d'onde, d'autre part à cause de l'importance du sable et des poussières dans l'absorption et la diffusion de ce rayonnement.

L'examen du tableau montre que l'air s'échauffe très fortement au voisinage immédiat du sol, et que l'échauffement du sol se fait sentir, d'une manière très appréciable, jusqu'à 2 000 mètres environ. Dans les premières dizaines de mètres, l'échauffement radiatif au milieu de la journée est beaucoup plus élevé que le refroidissement nocturne. C'est seulement au-dessus de 600 mètres que l'effet du rayonnement terrestre se traduit par un refroidissement permanent de l'atmosphère.

Naturellement cet échauffement calculé au voisinage du sol ne peut absolument pas correspondre à un échauffement réel puisque la convection tend à déduire ces gradients élevés de température près du sol.

L'échauffement considérable de l'air au-dessus du continent doit faire naître des courants de convection intense qui peuvent détruire l'inversion permanente de température.

CHAPITRE X

PARTICULES ET GOUTTELETTES D'EAU EN SUSPENSION DANS L'ATMOSPHÈRE — NUAGES

Dans les chapitres précédents, on a considéré uniquement l'absorption moléculaire par les gaz constituants de l'atmosphère.

On connaît l'importance de la diffusion en lumière visible. En ce qui concerne le rayonnement de grande longueur d'onde de l'atmosphère, le rôle de la diffusion est toujours faible devant celui de l'absorption vraie. En particulier, la diffusion moléculaire est sans effet appréciable sur ce rayonnement. Il reste à considérer le rôle des grosses particules. Les aérosols secs et les gouttelettes d'eau en suspension dans l'air interviennent par leurs propriétés absorbantes, et la diffusion par ces particules est loin d'être négligeable.

Les nuages modifient et compliquent considérablement les phénomènes de rayonnement terrestre. L'effet des nuages est toujours très délicat à introduire dans des calculs et les méthodes habituellement considérées ne conduisent qu'à des approximations.

Jusqu'ici trop peu d'importance semble avoir été accordée à l'action des gouttelettes d'eau et particules sur le rayonenment infrarouge pour le calcul des flux.

L'étude détaillée de cette action est un travail long et compliqué, qui dépasse le cadre et les possibilités de la présente étude.

On se bornera donc, dans ce chapitre, à résumer quelques idées essentielles sur la question, à évaluer l'ordre de grandeur des flux de rayonnement dus aux aérosols.

10.1. — Absorption et diffusion par les aérosols

10.1.1. — *Transfert radiatif dans le cas d'une atmosphère absorbante et diffusante*

Même par temps clair, on sait que l'atmosphère contient toujours des particules solides en suspension : poussières, gouttelettes d'eau, poussières recouvertes d'une pellicule d'eau.

L'intensité du rayonnement infrarouge se propageant dans cette atmosphère se trouve donc modifiée.

a) à cause de l'absorption par les gaz de l'atmosphère. Ce facteur est de beaucoup le plus important. Il a été étudié dans les chapitres précédents.

b) à cause de l'absorption et de l'émission propre des aérosols.

c) à cause de la diffusion par ces mêmes aérosols.

On peut encore dire d'un rayonnement traversant un élément matériel dm (cf. chapitre 6) que l'intensité spécifique subit une variation

$$di = -\beta\, i dm$$

β est ce qu'on appelle généralement le *coefficient d'extinction,* somme du coefficient d'absorption k_A et du coefficient de diffusion k_D

Dans le cas d'un gaz absorbant contenant des aérosols, k_A doit rendre compte de l'absorption par le gaz et de l'absorption par les aérosols. De même l'énergie émise par un élément dm dans un angle solide $d\omega$ provient de l'émission propre de dm, mais aussi de l'énergie empruntée à des faisceaux voisins et diffusée dans la direction considérée. Le coefficient d'émission η doit maintenant tenir compte de l'émission vraie des gaz et des aérosols et aussi de la diffusion.

L'équation fondamentale de transfert s'écrit toujours

(10.1) $$di = (-\beta i + \eta)\, dm$$

mais toute la difficulté consiste à exprimer β et η. Il est à peur près impossible de tenir compte mathématiquement de tous ces effets réunis. Des solutions approchées peuvent être cherchées en examinant chaque cas à l'exclusion des autres.

10.1.2. — *Rayonnement des aérosols considérés comme des particules absorbantes et non diffusantes*

On suppose tout d'abord que les aérosols sont sphériques et que leur pouvoir réflecteur est égal à 0. Leur rayon moyen est r et leur nombre par unité de volume est N. On peut écrire que l'intensité spécifique d'un rayonnement incident traversant une couche poussiéreuse d'épaisseur dz (dz comptée suivant la direction de propagation) subit une variation.

(10.2) $$di = \pi \mathrm{N} r^2 (i_b - i)\, dz$$

Un tel milieu se comporte comme un milieu absorbant ayant pour coefficient d'absorption $\chi = \mathrm{N}\pi r^2$ (χ a ici pour dimension l'inverse d'une longueur).

χ ne dépend ni de la longueur d'onde ni de la température. Le rayonnement de la couche poussièreuse est donc un rayonnement gris. Toutes les équations établies au chapitre 6 peuvent s'appliquer au transfert radiatif dans ce milieu.

Puisque χ est indépendant de la longueur d'onde et de la température, la fonction de transmission pour l'intensité spécifique est :

$$\tau = e^{-\chi z}$$

L'absorption est continue et d'après ce qui a été dit précédemment (cf. chap. 6), la fonction de transmission pour le flux de rayonnement s'écrit :

$$\tau_f = e^{-1{,}5\chi z}$$

Ainsi le flux de rayonnement descendant provenant des aérosols à un niveau z de l'atmosphère s'exprime simplement

(10.3) $$\mathrm{D}_z = [1 - e^{-1{,}5\chi z_1}]\, \mathrm{B}_1 + \int_{\mathrm{B}_1}^{\mathrm{B}_z} (1 - e^{-1{,}5\chi z'})\, d\mathrm{B}$$

z_1 est le niveau au-dessus duquel on peut admettre que les aérosols sont inexistants.

Le flux de rayonnement ascendant est

(10.4) $$\mathrm{U}_z = \mathrm{B}_0 - \int_{\mathrm{B}_z}^{\mathrm{B}_0} (1 - e^{-1{,}5\chi z})\, d\mathrm{B}$$

en supposant le sol à la même température que l'air à son voisinage et en considérant le sol comme un corps noir.

10.1.3. — *Rayonnement simultané des aérosols et des gaz absorbants de l'atmosphère*

Pour calculer le flux de rayonnement émis par une atmosphère poussièreuse, il n'est pas possible d'ajouter le rayonnement des poussières à celui des gaz. On commettrait ainsi une erreur par excès.

Le problème qui se pose ici est identique au problème du mélange de plusieurs gaz absorbants. On a vu qu'il est très difficile de résoudre mathématiquement ce problème. On emploiera la méthode qui a déjà été appliquée pour l'étude du mélange eau, gaz carbonique.

L'absorption par les aérosols étant une absorption continue et faible, on écrit

$$\tau_{(\text{aer.}+\text{gaz})} = \tau_{(\text{aer.})} \times \tau_{\text{gaz}}$$

Le flux de rayonnement provenant des aérosols est important surtout dans les régions où la vapeur d'eau et le gaz carbonique sont peu absorbants, c'est-à-dire dans la région de transparence (8 - 13 μ) et dans la région semi transparente (entre 17 et 20 μ).

Dans la région de transparence, l'absorption par la vapeur d'eau est faible et l'on peut admettre sans inconvénient, la formule précédente.

Dans les bandes de fortes absorptions des gaz de l'atmosphère cette formule sera encore utilisée, mais l'approximation est certainement beaucoup plus mauvaise.

On désigne par $\tau_f(u)$ la fonction de transmission relative à la vapeur d'eau et par $\tau_f(a)$ la fonction de transmission relative aux aérosols. On désigne l'épaisseur effective de la couche d'aérosols exprimée en km par a.

On écrit les équations des flux ascendants et nets en remplaçant $\tau_f(u)$ par le produit $\tau_f(u) \times \tau_f(a)$

D'après l'équation (7.4) le flux descendant à un niveau z est alors

$$(10.5) \qquad D_z = B_z - \int_0^{\infty} b_1 \tau_f(a_1)\, \tau_f(u_1)\, d\nu - \int_{T_1}^{T_z} \tau_f(a') \int_0^{\infty} \frac{db}{dT} \tau_f(u')\, d\nu\, dT$$

et puisque $\tau_f(a)$ est indépendant de la longueur d'onde

$$D_z = B_z - \tau_f(a_1) \int_0^{\infty} b_1 \tau_f(u_1)\, d\nu - \int_{T_1}^{T_z} \tau_f(a') \int_0^{\infty} \frac{db}{dT} \tau_f(u')\, d\nu$$

En remplaçant

$$\int_0^{\infty} \tau_f(u) \frac{db}{dT} d\nu$$

par Q on obtient

$$(10.6) \qquad D_z = B_z - \int_0^{T_1} \tau_f(a_1)\, Q(u_1, T)\, dT - \int_{T_1}^{T_z} \tau_f(a')\, Q(u', T)\, dT$$

Nous utiliserons plus fréquemment la variable

$$P(u) = 1 - \frac{Q(u, T)}{4\sigma T^3}$$

L'équation (10.6) devient alors

$$(10.7) \quad D_z = \int_0^{B_1} [1 - \tau_f(a_1) + \tau_f(a_1)\, P(u_1)]\, dB + \int_{B_1}^{B_z} [1 - \tau_f(a') + \tau_f(a')\, P(u')]\, dB$$

On remarque que

$$\int_0^{B_1} [1 - \tau_f(a_1)]\, dB + \int_{B_1}^{B_z} [1 - \tau_f(a')]\, dB$$

représente l'émission des aérosols seuls calculée au paragraphe 10.1.2.

De même le flux ascendant à un niveau z est

$$U_z = B_0 - \int_{B_z}^{B_0} [1 - \tau_f(a_0) + \tau_f(a)\, P(u)]\, dB \tag{10.8}$$

en supposant que le sol est à la température de l'air à son voisinage et rayonne comme un corps noir.

10.1.4. — *Ordre de grandeur des flux de rayonnement dus aux aérosols*

Pour calculer les flux de rayonnement dus aux poussières, il faut évaluer le coefficient χ. Le coefficient χ est fonction du nombre et des dimensions des particules. Or ces dimensions sont extrêmement variables. De plus, le nombre des poussières décroît avec l'altitude. On admet souvent une loi de décroissance exponentielle du nombre des poussières $N = N_0\, e^{-\frac{z}{1,14}}$, N_0 étant le nombre de poussières au niveau du sol. Il suffit alors, si le diamètre moyen des particules reste le même, de laisser χ inchangé et de remplacer z par $ze^{-\frac{z}{1,14}}$. Mais la répartition réelle des poussières s'écarte souvent beaucoup de celle prévue par cette loi.

Le manque de données expérimentales concernant la répartition des poussières en altitude ne permet pas un calcul précis. On se contentera donc d'évaluer un ordre de grandeur possible pour les flux de rayonnement dus aux aérosols. A Dakar, deux causes expliquent l'abondance des particules solides en suspension dans la basse atmosphère. Par temps sec, les vents d'Est venant des régions désertiques sont toujours chargés de poussière, on a alors des aérosols secs dont l'effet doit intervenir jusqu'à 1,5 km environ. Par vents alizés, en fin de saison sèche, la forte inversion de température limite les effets de la convection et il y a accumulation de poussières et de vapeur d'eau au-dessous de l'inversion dans une couche d'air qui peut atteindre 200 à 400 mètres d'épaisseur.

Des poussières sont recueillies sur des filtres par aspiration d'air au voisinage du sol pendant la nuit. La masse des poussières recueillies varie dans de très larges limites : 0,05 mg par m^3 d'air aspiré (en saison des pluies) à 0,8 mg par m^3 (par certaines journées d'harmattan). Mais dans les conditions de visibilité habituelles pendant la saison sèche (5 km à 20 km), la valeur moyenne est 0,1 mg par m^3. Observées au microscope, les poussières ont des dimensions très variables. Les plus grosses ont des diamètres de 1 à 2 μ. Si l'on admet que toutes les poussières ont un diamètre moyen de 0,5 μ, on trouve 2 000 particules par cm^3 d'air.

On va évaluer un ordre de grandeur de l'effet du aux aérosols dans le cas d'une couche humide de quelques centaines de mètres d'épaisseur. Pendant la nuit, le degré hygrométrique de l'air dans cette couche dépasse presque toujours 75 %. D'après les observations faites [26] les poussières sont donc complètement recouvertes d'une pellicule d'eau. On sait que, dans l'infrarouge, l'extinction par les aérosols secs est toujours très inférieure à l'extinction par les gouttelettes d'eau. Möller signale une forte discontinuité dans le coefficient d'absorption du aux aérosols, lorsqu'on passe des aérosols secs aux aérosols humides [59].

Utilisant les équations du paragraphe 10.1.3, on va montrer l'importance des flux de rayonenment dans deux cas différents

1er cas ...	Dans la couche humide	$\chi = 0{,}2\ km^{-1}$
	Dans la couche sèche jusqu'à 1 500 mètres	$\chi = 0{,}02\ km^{-1}$
2e cas	Dans la couche humide	$\chi = 0{,}5\ km^{-1}$
	Dans la couche sèche jusqu'à 1 500 mètres	$\chi = 0{,}02\ km^{-1}$

$\chi = 0{,}2\ km^{-1}$ correspond à 1 000 particules de rayon moyen 0,5 μ.
$\chi = 0{,}5\ km^{-1}$ correspond à 2 500 particules de rayon moyen 0,5 μ.

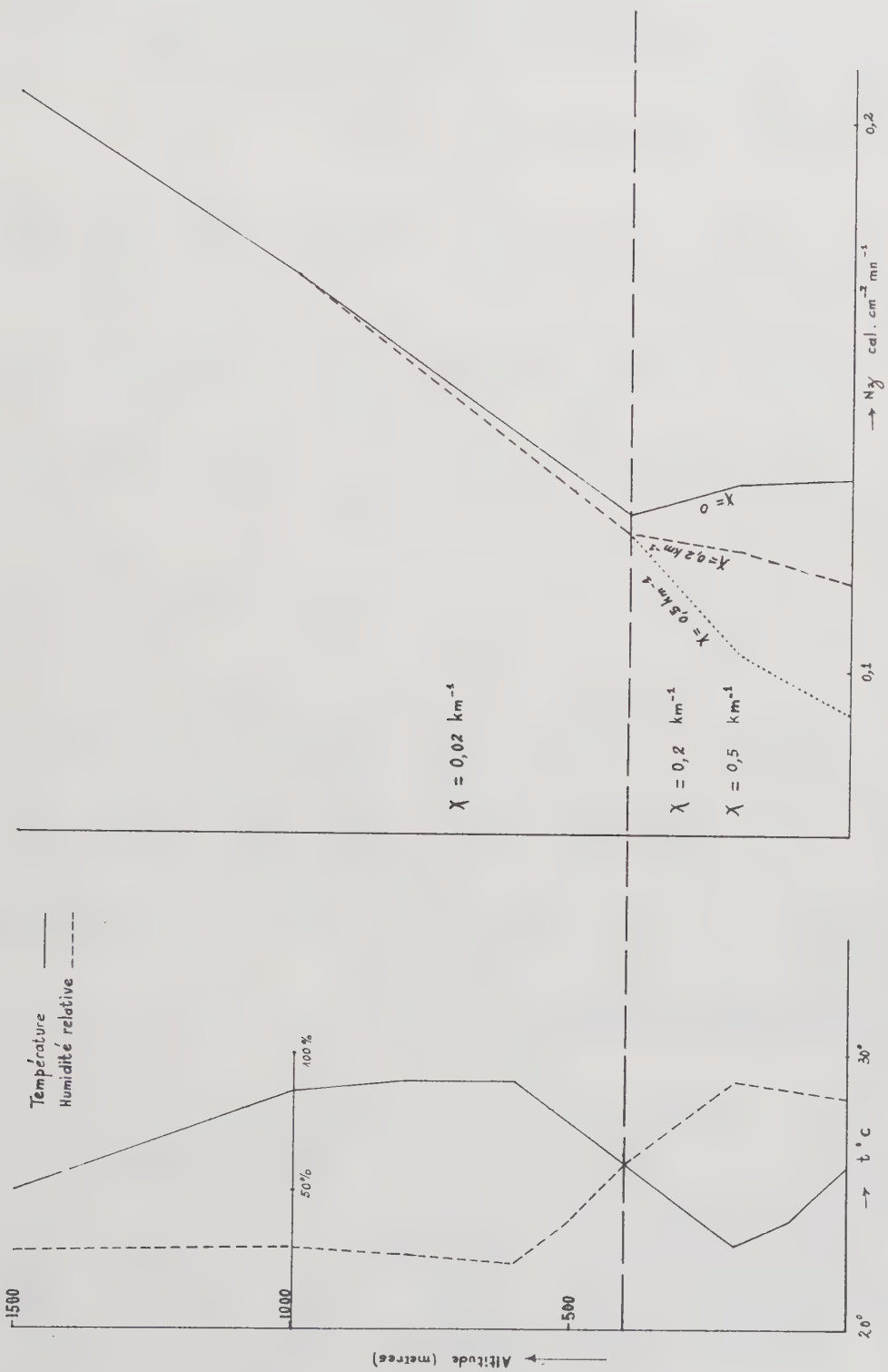


FIG. 10.1. — Influence des aérosols de la couche humide sur le flux net $N_s = U_s\uparrow - D_s\downarrow$.
Dakar 28 juin 1960

On prend pour χ dans la couche sèche une valeur 10 à 20 fois plus faible pour mettre en évidence la discontinuité due à l'inversion de température. Il est bien entendu qu'il s'agit seulement ici d'un calcul destiné à montrer le sens des corrections à apporter pour tenir compte des aérosols. On effectue le calcul en utilisant la structure de l'atmosphère représentée par la figure 10.1. On limite la couche humide à 400 mètres (humidité relative supérieure à 60 %).

Les résultats sont résumés dans les tableaux 1 et 2.

Tableau 1

Altitude mètres	$\chi = 0{,}2$ km^{-1} entre 0 et 400 m				$\chi = 0{,}02$ km^{-1} entre 400 et 1 500 m			
	Flux descendant cal. cm^{-2} min^{-1}		Flux ascendant cal. cm^{-2} min^{-1}		Flux net cal. cm^{-2} min^{-1}		Refroidissement moyen en °C par jour	
	Aérosols seuls	Aérosols + gaz	Aérosols seuls	Aérosols + gaz	Aérosols seuls	Aérosols + gaz	Aérosols seuls	Aérosols + gaz
Sol	0,092	0,537	0,653	0,653	0,561	0,116	— 10	— 1,97
200 ...	0,060	0,525	0,652	0,647	0,592	0,122	— 10,8	— 0,92
400 ...	0,021	0,523	0,653	0,647	0,632	0,125	— 1,1	— 4,6
1 000 ...	0,0096	0,517	0,653	0,669	0,643	0,170		

Tableau 2

Altitude mètres	$\chi = 0{,}5$ km^{-1} entre 0 et 400 m				$\chi = 0{,}02$ km^{-1} entre 400 et 1 500 m			
	Flux descendant cal. cm^{-2} min^{-1}		Flux ascendant cal. cm^{-2} min^{-1}		Flux net cal. cm^{-2} min^{-1}		Refroidissement moyen en °C par jour	
	Aérosols seuls	Aérosols + gaz	Aérosols seuls	Aérosols + gaz	Aérosols seuls	Aérosols + gaz	Aérosols seuls	Aérosols + gaz
Sol	0,186	0,561	0,653	0,653	0,467	0,092	— 23,5	— 3,6
200 ...	0,110	0,546	0,651	0,649	0,541	0,103	— 24,5	— 7,2
400 ...	0,021	0,523	0,654	0,647	0,632	0,125	— 1,1	— 4,6
1 000 ...	0,0096	0,517	0,653	0,669	0,643	0,170		

Les tableaux 3 et 4 donnent les valeurs comparées des flux nets et du refroidissement moyen

a) pour les aérosols à l'exclusion des gaz absorbants
b) pour les gaz absorbants à l'exclusion des aérosols
c) pour les gaz absorbants accompagnés des aérosols

Tableau 3

Altitude mètres	$\chi = 0{,}2$ km^{-1} de 0 à 400 m			$\chi = 0{,}02$ km^{-1} de 400 à 1 500 m		
	Flux net cal. cm^{-2} min^{-1}			Refroidissement moyen en °C par jour		
	Eau + CO_2	Aérosols	Eau + CO_2 + Aér.	Eau + CO_2	Aérosols	Eau + CO_2 + Aér.
Sol	0,135	0,561	0,116			
200	0,134	0,592	0,122	0	— 10,0	— 1,97
400	0,129	0,632	0,125	+ 1,47	— 10,8	— 0,92
1 000	0,171	0,643	0,170	— 4,13	— 1,1	— 4,6

TABLEAU 4

	$\chi = 0{,}5$ km^{-1} de 0 à 400 m			$\chi = 0{,}02$ km^{-1} de 400 à 1 500 m		
	Flux net cal. cm^{-2} min^{-1}			Refroidissement moyen en °C par jour		
	Eau + CO_2	Aérosols	Eau + CO_2 + Aér.	Eau + CO_2	Aérosols	Eau + CO_2 + Aér.
Sol	0,135	0,467	0,092			
200	0,134	0,540	0,103	0	— 23,5	— 3,6
400	0,129	0,632	0,125	+ 1,47	— 24,8	— 7,2
1 000	0,171	0,643	0,170	— 4,13	— 1,1	— 4,6

L'examen des tableaux 1 et 2 montre que, dans la couche humide, le flux ascendant est peu modifié par la présence des gouttelettes d'eau, mais par contre le flux descendant est sensiblement diminué. Donc, la valeur du flux net de rayonnement au sol est diminuée, mais sa valeur au-dessus de la couche humide n'est guère modifiée.

Les valeurs $\chi = 0{,}2$ km^{-1} et $\chi = 0{,}5$ km^{-1} ont été choisies volontairement fortes pour mettre en évidence l'allure de la variation N_z. La valeur $\chi = 0{,}5$ km^{-1} correspond déjà à des brumes assez denses qui sont d'ailleurs fréquentes à Dakar vers la fin de la nuit aux mois de mai et de juin.

La figure 10.1 montre la courbe de N_z en fonction de l'altitude pour

$\chi = 0$ $\chi = 0{,}2$ km^{-1} $\chi = 0{,}5$ km^{-1}

10.1.5. — *Diffusion par les gouttelettes d'eau*

Les calculs du paragraphe précédent ont été effectués en supposant le pouvoir réflecteur des particules égal à 0. En réalité, l'eau aussi bien que les particules sèches ont un pouvoir réflecteur de quelques pour cent. L'absorption vraie par les particules est donc inférieure à celle calculée en supposant le pouvoir réflecteur nul et l'indice d'extinction est fonction de la longueur d'onde. Un certain nombre de travaux ont été consacrés à l'extinction du rayonnement infrarouge par les brumes naturelles dans la région 2-12 μ [76, 36, 29, 24, 25]. L'indice d'extinction β, calculé ou mesuré par les différents auteurs, tient compte évidemment de la diffusion et de l'absorption. La plupart des mesures portent sur la région de transparence de l'atmosphère. C'est d'ailleurs dans cette région que les aérosols doivent avoir le plus d'importance.

Les différentes mesures ont montré que β était toujours beaucoup plus faible dans l'infrarouge que dans le visible, et que sa valeur était minimum aux environs de 10 μ. D'autre part la grosseur des particules a une grande importance, et leur accroissement en dimension augmente beaucoup la valeur de β [2, 36].

Le calcul de l'indice d'extinction dans la région, 2,6 à 12 μ a été effectué par DERMEINDJIAN [25] pour différents modèles de brumes et nuages, en supposant que les particules étaient des gouttelettes d'eau sphériques. Dans le cas de brumes naturelles, même avec le modèle conduisant aux valeurs les plus élevées de β (275 particules par cm^3 avec 4,48 μ pour le rayon moyen des plus grosses particules) le coefficient d'extinction reste inférieur à 0,1 km^{-1} aux environs de 10 μ. Comparant ces résultats aux mesures effectuées par ROACH et GOODY [76], DERMEINDJIAN arrive à la même conclusion que ces deux auteurs : les extinctions observées dans la région de transparence de l'atmosphère dans des conditions de visibilité normale ne peuvent être attribuées aux aérosols seuls, mais sont dues en grande partie à l'absorption par la vapeur d'eau. Cependant l'effet des aérosols ne peut être négligé et, en définitive, dans la région appelée « fenêtre atmosphérique » l'extinction observée provient : d'une absorption

sélective due à quelques raies rotationnelles de la vapeur d'eau, d'une absorption continue due aux ailes éloignées de raies intenses situées dans la bande centrée à 6 μ et dans la bande rotationnelle, et d'une absorption continue due aux aérosols.

14.2. — Nuages

On a l'habitude, dans les calculs de flux de rayonnement atmosphérique de considérer les nuages comme des corps noirs rayonnant à la température de leur base ou de leur sommet selon que les flux sont calculés pour des niveaux au-dessous ou au-dessus des nuages. Dans le cas d'un ciel complètement couvert, si T_N est la température de la base des nuages, le flux de rayonnement arrivant à un niveau compris entre le sol et les nuages est

$$D_z = B_N + \int_{B_N}^{B_z} P(u)\, dB$$

en supposant que la base des nuages est à la température de l'air ambiant. On admet souvent qu'une couche nuageuse basse de 50 mètres d'épaisseur se comporte comme un corps noir.

En fait, les travaux récents concernant l'action des gouttes d'eau sur le rayonnement infrarouge montrent que cette approximation est très grossière. L'équilibre radiatif de la couche d'air située entre le sol et les nuages ne peut être déterminé en considérant simplement ces derniers comme des corps noirs. Il y a certainement une diffusion considérable du rayonnement terrestre. Le rayonnement du sol diffusé vers le bas par les gouttelettes d'eau des nuages doit s'ajouter à leur rayonnement propre. L'intensité de ce rayonnement diffusé dépend évidemment de la température du sol. Ainsi une série de réflexions s'effectue entre le sol et les nuages. D'après Dermeindjian, la moitié seulement du rayonnement incident serait absorbée par les nuages bas.

Lorsque le ciel est partiellement couvert, il est encore beaucoup plus difficile d'introduire l'effet des nuages dans les calculs de refroidissement radiatif de la basse troposphère. Des formules empiriques sont parfois utilisées. Si D_N est le rayonnement des nuages, D_a le rayonnement de l'atmosphère sans nuages, et n la fraction de la surface du ciel couverte, on écrit pour le flux au sol

$$D_s = D_a (1 - n) + n\, Dn$$

Mais cette formule ne peut constituer qu'une approximation grossière. Les nuages élevés, constitués par des cristaux de glace, ne peuvent en aucun cas être considérés comme des corps noirs. D'après Möller [59] une couche nuageuse élevée de 1 km d'épaisseur absorbe seulement 20 % de la radiation incidente. Mais les nuages élevés ont peu d'influence sur les valeurs des flux de rayonnement mesurés au sol, et les refroidissements radiatifs calculés dans les 2 ou 3 premiers kilomètres de l'atmosphère ne sont pas affectés par la présence des nuages élevés.

A cause des difficultés considérables qui surviennent dès que l'on veut faire intervenir les nuages dans les calculs de rayonnement, toutes les mesures en altitude et les calculs de refroidissement ont été effectués par ciel clair. On a essayé cependant (cf. 13.1.3, troisième partie) de mettre en évidence l'effet des nuages sur les flux de rayonnement au sol. Sauf dans le cas de nuages bas, le rayonnement des nuages apparaît nettement inférieur au rayonnement noir.

TROISIÈME PARTIE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Le but de l'étude expérimentale est, d'une part de mesurer directement les flux de rayonnement calculés dans la deuxième partie, d'autre part d'étudier la structure de la basse troposphère dans la région de Dakar et d'examiner l'importance du rayonnement dans son équilibre thermique.

La plupart des expériences dont il va être question ont été réalisées, non pas en laboratoire, mais dans le milieu naturel. En conséquence les appareils utilisés doivent être de construction robuste et capables de résister aux intempéries atmosphériques, mais on ne peut pas attendre de ces mesures une précision analogue à celle qu'on peut obtenir avec des appareils de laboratoire. Pour la même raison, il a été impossible de faire intervenir successivement les différents facteurs capables d'influencer les résultats (vent, température, humidité...). Il en résulte une plus grande complexité dans la discussion susceptible, à première vue, de nuire à la clarté de l'exposé.

Le sujet de cette étude étant le rayonnement terrestre, presque toutes les mesures ont été effectuées la nuit, afin d'éliminer l'influence du rayonnement solaire. Les seules mesures diurnes dont il est question ont été utilisées pour évaluer les moyennes des flux nets de rayonnement au niveau du sol. Il a paru intéressant de donner ces valeurs qui ont une importance essentielle dans la climatologie de la région.

Toutes les mesures ont été effectuées en saison sèche; les comparaisons des résultats expérimentaux et des résultats théoriques n'étant guère possibles en présence de nuages, la plupart des expériences ont été réalisées par ciel clair.

Les mesures de température et d'humidité ont été effectuées avec des appareils d'usage courant.

On a jugé bon d'exposer en détail le principe et les modes d'étalonnage des bilanmètres et radiomètres utilisés afin de mettre en évidence leurs possibilités et leurs limites.

De longues séries de mesures de flux de rayonnement au sol ont été effectuées. Ces mesures permettent d'une part de comparer les résultats théoriques aux résultats expérimentaux par différents types de temps, d'autre part de réunir des données intéressant la climatologie de la région.

Des mesures de température et d'humidité dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol ont été effectuées. Le but de ces mesures était de permettre le calcul

des divergences des flux de rayonnement et d'examiner quelle était l'importance du rayonnement dans le refroidissement nocturne de l'air au voisinage du sol.

Les mesures de rayonnement en altitude sont difficiles à réaliser, et il paraît plus simple de calculer les échanges par rayonnement à partir des données classiques concernant l'état de l'atmosphère (pression, température, humidité...). Il a paru donc intéressant de mesurer directement les valeurs des flux de rayonnement dans les trois premiers kilomètres de l'atmosphère, de comparer ces valeurs à celles obtenues par différentes abaques et d'examiner si les divergences de flux calculés et mesurés concordent suffisamment pour pouvoir utiliser les calculs théoriques avec confiance. Dans ce but quelques mesures de flux net de rayonnement à bord d'un avion ont été réalisées. Des mesures de température et d'humidité ont permis en outre de connaître de manière plus précise la structure de la couche d'inversion.

CHAPITRE XI

BILANMÈTRES ET RADIOMÈTRES
PRINCIPE - DESCRIPTION - ÉTUDE THÉORIQUE

11.1. — Bilanmètres - Radiomètres plans - Définition

Les mesures entreprises ont pour but la détermination des flux de rayonnement atmosphérique et terrestre provenant de tout un hémisphère.

Les récepteurs utilisés sont donc des récepteurs plans.

D'autre part les mesures ont été uniquement des mesures énergétiques globales et seuls des récepteurs thermiques constitués essentiellement par des surfaces noires ont été utilisés.

Les appareils destinés aux mesures de flux de rayonnement sont des radiomètres et des bilanmètres.

a) *Bilanmètres.* — Ils sont destinés à la mesure du transfert radiatif à travers le plan de l'instrument. Les bilanmètres permettent la mesure des flux nets de rayonnement.

b) *Radiomètres.* — Ils sont conçus pour mesurer les échanges radiatifs entre l'atmosphère et la surface réceptrice elle-même. Les radiomètres permettent de mesurer, suivant leur orientation, soit le rayonnement de l'atmosphère, soit le rayonnement du sol.

Ces récepteurs sont généralement sensibles à toutes les radiations aussi bien dans le visible que dans l'infrarouge. Certains appareils sont conçus pour donner uniquement les composantes de grandes longueurs d'onde, mais dans ce cas ils ne sont utilisables que la nuit.

Pendant la journée la face réceptrice tournée vers le sol reçoit un flux ascendant.

$$F_A = f_g + f_r \quad \begin{cases} f_g = \text{flux rayonné par le sol} \\ f_r = \text{flux de rayonnement solaire réfléchi par le sol} \end{cases}$$

La face tournée vers le haut reçoit un flux descendant

$$F_D = f_a + f_s + f_c \quad \begin{cases} f_a = \text{ flux rayonné par l'atmosphère} \\ f_s = \text{flux rayonné directement par le soleil} \\ f_c = \text{flux de courte longueur d'onde diffusé par le ciel} \end{cases}$$

Le radiomètre mesure F_A ou F_D

Le bilanmètre mesure le flux de rayonnement net.

$$N = F_A - F_D$$

Si l'on veut évaluer les composantes de grande longueur d'onde du flux de rayonnement, il faut mesurer au moyen de pyranomètres tournés vers le haut et vers le bas les composantes de courte longueur d'onde.

$$\begin{cases} \varphi_A = f_r \\ \varphi_D = f_s + f_c \end{cases}$$

Le flux de rayonnement émis par le sol est :

$$f_g = F_A - \varphi_A$$

Le bilan de rayonnement de grande longueur d'onde est :

$$f_N = f_g - f_a = (F_A - F_D) - (\varphi_A - \varphi_D)$$

Les mesures nocturnes donnent directement f_N, f_g, f_a

L'étude des récepteurs thermiques est compliquée du fait que les échanges radiatifs ne sont pas les seuls échanges thermiques. Il faut donc éliminer ou masquer les échanges dus à la convection naturelle. Trois solutions sont habituellement proposées :

a) créer une ventilation suffisante pour masquer la convection naturelle. C'est le principe des bilanmètres GIER et DUNKLE [9, 37];

b) protéger les surfaces sensibles par des lames ou des coupelles transparentes aux infrarouges. C'est le principe des bilanmètres Schulze à coupelles de lupolène et du bilanmètre américain à feuille de polyethylène [77];

c) utiliser une méthode de compensation en introduisant une seconde surface chauffée artificiellement.

Dans nos mesures nous avons utilisé :

a) des bilanmètres et radiomètres à ventilation;

b) des bilanmètres à coupelles de lupolène.

Pour certaines mesures les coupelles de lupolène ont été remplacées par des filtres de KRS 5.

Nous allons décrire rapidement ces appareils.

11.2. — **Bilanmètres et radiomètres à ventilation**

Les mesures sont effectuées avec un radiomètre et un bilanmètre, type GIER et DUNKLE, fabriqués par la Firme Beckman et Whitley.

11.2.2. — ***Description***

Ces appareils sont constitués essentiellement par deux feuilles d'aluminium séparées par une lame isolante. Le flux de chaleur à mesurer s'écoule à travers l'isolant.

Pour le bilanmètre (fig. 11.1. et 11.2) les deux faces sont réceptrices et recouvertes d'une laque noire.

Pour le radiomètre (fig. 11.3 et 11.4) une seule face est noircie, l'autre face est polie et protégée de tout rayonnement extérieur par une plaque auxiliaire en aluminium polie à l'extérieur, noircie vers l'intérieur.

Surfaces réceptrices. — Le pouvoir d'absorption du noir de surface doit être le même pour toutes les longueurs d'onde.

La peinture utilisée est le « Parsons Optical Black Lacquer » dont le pouvoir absorbant a les valeurs suivantes :

Température du corps noir	2 580 °C	1 000 °C	200 °C	25 °C
Longueur d'onde maximum en μ	1,0	2,3	6,1	10
Pouvoir émissif	0,985	0,980	0,985	0,980

En lumière visible le pouvoir absorbant est 0,985.

D'après GIER et DUNKLE, le pouvoir d'absorption est indépendant de l'angle d'incidence jusqu'à des incidences de 80 degrés.

Eléments sensibles. — Les surfaces réceptrices sont séparées par 3 plaques de résine phénolique ayant pour dimensions : 114 mm $\times$ 0,40 mm. Les thermopiles (argent-constantan) sont insérées dans la plaque centrale.

De plus un thermocouple cuivre-constantan est placé sous une des faces réceptrices afin de permettre la mesure de la température de la plaque.

Ventilation. — Elle est créée par un moteur qui aspire de l'air extérieur pour le diriger sur la plaque. La ventilation a pour but d'uniformiser la température de la plaque et de créer une convection artificielle suffisante pour masquer la convection naturelle. De plus elle prévient le dépôt de poussières et de rosée.

11.2.2. — *Bilanmètre - Théorie - Coefficient d'étalonnage*

a) *Théorie*

Soient les notations suivantes :

F_A = Flux de rayonnement ascendant
F_D = Flux de rayonnement descendant
F_N = Flux de rayonnement net
a = Pouvoir absorbant de la surface noire
β = Coefficient d'échange thermique par conduction entre les deux surfaces
α_1 = Coefficient d'échange thermique entre la plaque supérieure et l'air ambiant
α_2 = coefficient d'échange thermique entre la plaque inférieure et l'air ambiant
T_1 = température absolue de la face supérieure
T_2 = température absolue de la face inférieure
$T_m = \dfrac{T_1 + T_2}{2}$
T_a = température absolue de l'air ambiant
σ = constante de STEFAN-BOLTZMAN

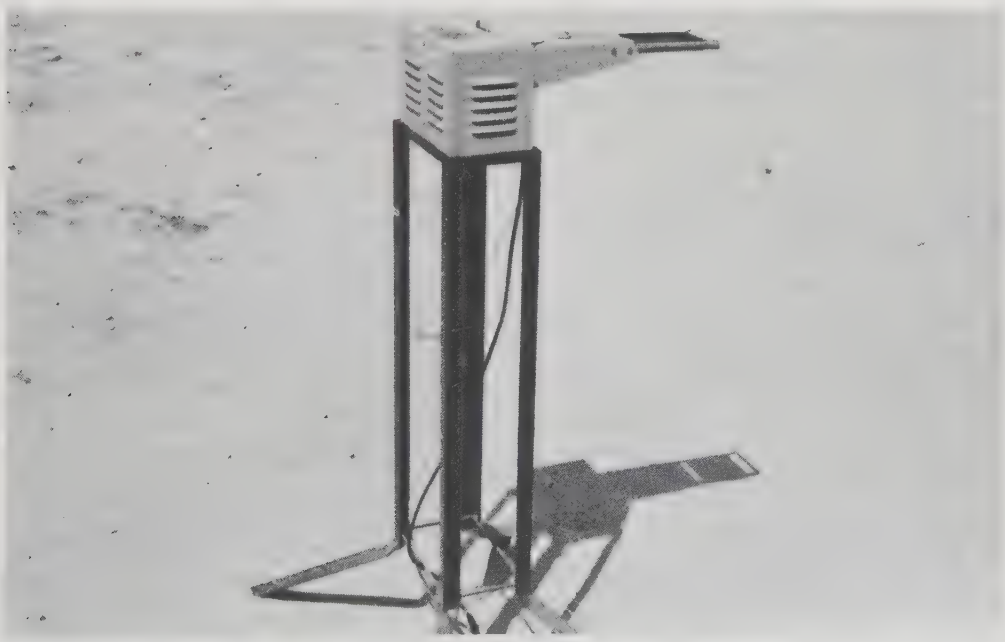


FIG. 11.1. — Bilanmètre à ventilation.

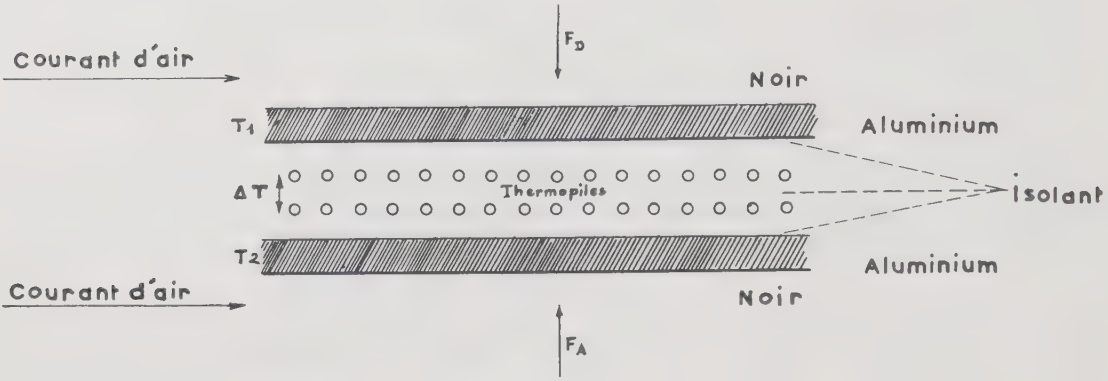


FIG. 11.2.

Lorsque le bilanmètre est placé dans un champ de rayonnement (fig. 11.2) et lorsque l'équilibre est atteint, l'équation du bilan calorifique s'écrit pour la plaque I

(11.1) $$a\,F_D = a\sigma\,T_1^4 + \alpha_1\,(T_1 - T_a) + \beta\,(T_1 - T_2)$$

et pour la plaque 2

(11.2) $$a\,F_A = a\,\sigma\,T_2^4 + \alpha_2\,(T_2 - T_a) + \beta\,(T_2 - T_1)$$

Par soustraction des équations (11.2) et (11.1) on obtient

(11.3)

$$F_N = F_A - F_D = 4\,\sigma\,T_m^3\,(T_2 - T_1) + \frac{\alpha_2\,(T_2 - T_a) - \alpha_1\,(T_1 - T_a) + 2\beta\,(T_2 - T_1)}{a}$$

et en supposant $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$

(11.4) $$F_N = \left(4\,\sigma\,T_m^3 + \frac{\alpha + 2\,\beta}{a}\right)(T_2 - T_1) = k\,(T_2 - T_1)$$

Pour une température T_m, le flux de rayonnement net est donc proportionnel à la différence de température $T_2 - T_1$. Lorsque les surfaces noires sont portées aux températures T_1 et T_2, l'isolant séparant ces feuilles est traversé par un flux de chaleur et une différence de température ΔT s'établit entre soudures chaudes et soudures froides.

(11.5) $$\Delta T = k'\,(T_1 - T_2)$$

Cette différence de température ΔT fait apparaître aux bornes de la thermopile une différence de potentiel v que l'on mesure au moyen d'un millivoltmètre ou, mieux, d'un système potentiométrique

(11.6) $$v = k''\,\Delta T$$

d'où $$v = k'\,k''\,(T_2 - T_1)$$

et le flux net à mesurer est

(11.7) $$F_N = k\,(T_2 - T_1) = \frac{k}{k'\,k''}\,v = Kv$$

Le facteur K est le coefficient d'étalonnage de l'appareil

$$K = \frac{k}{k'\,k''}$$

- k' caractérise la position des thermopiles
- k'' caractérise la nature des thermocouples et leur nombre
- $k = 4\,\sigma\,T_m^3 + \dfrac{\alpha + 2\,\beta}{a}$

b) *Coefficient d'étalonnage*

$$K = \frac{k}{k' k''}$$

Produit $k' k''$

Le produit $k' k''$ est déterminé expérimentalement. On mesure les températures des 2 faces noires au moyen de thermocouples appliqués sur ces surfaces et en même temps la force électromotrices développée aux bornes des thermopiles.

Pour les appareils utilisés $k' k''$ est de l'ordre de 3,5 mV par °C.

Coefficient k

$$k = 4 \sigma T_m^3 + \frac{2\beta + \alpha}{a}$$

$4 \sigma T_m^3$

Pour une température $T_m = 27$ °C

$$4 \sigma T_m^3 = 0{,}0088 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ °C}^{-1}$$

2β :

Les échanges de chaleur entre les plaques réceptrices se font essentiellement à travers la plaque isolante. Le court-circuit thermique constitué par le fil des thermopiles est peu important à cause de la section des fils très faible par rapport à la surface de la plaque centrale.

Soit c la conductivité thermique de la plaque isolante et l son épaisseur,

$$\beta = \frac{1}{8} \begin{cases} l = 1{,}2 \text{ mm} \\ c \# 0{,}015 \text{ cal min}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ °C}^{-1} \end{cases}$$

d'où $\beta \# -\text{cal min}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ °C}^{-1}$

α :

Le terme α est le plus difficile à évaluer. Il est de l'ordre de 0,08 cal min^{-1} cm^{-2} °C^{-1} d'où

$$k = 4 \sigma T_m^3 + \frac{2\beta + \alpha}{a} \# 0{,}345 \text{ cal. min}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ °C}^{-1}.$$

Coefficient K

$$K = \frac{k}{k' k''}$$

$$K \# 0{,}115 \text{ cal. min}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ mV}^{-1}.$$

On verra plus loin que la détermination expérimentale de K donne des valeurs comprises entre 0,105 et 0,117. Ce calcul donne seulement l'ordre de grandeur de K. Les coefficients α et β ne sont pas connus avec assez de précision. De plus, nous n'avons pas tenu compte de la capacité calorifique de l'appareil ni de la conductivité de la laque noire. Ces deux facteurs modifient légèrement la valeur de K.

Le coefficient K doit être déterminé expérimentalement.

Influence de la température de la plaque sur la valeur de K.

On a vu que le terme $4 \sigma T_m^3$ est faible devant $\frac{\alpha + 2\beta}{a}$. Aux environs de 25 °C, $4 \sigma T_m^3$ représente environ 2 % de la valeur de k. Une variation de 10 °C de T_m entraîne une variation de 10 % sur $4 \sigma T_m^3$ donc de 0,2 % sur k. Aux températures de la basse atmosphère on peut donc considérer le terme $4 \sigma T_m^3$ comme constant. Cependant les variations de température modifient la conductivité thermique de l'isolant et la réponse des thermocouples. Aussi le coefficient K varie-t-il légèrement avec la température Le constructeur indique une variation de 0,2 % environ par degré autour de 25 °C.

La précision avec laquelle le flux net peut être mesuré dépend de la précision avec laquelle le coefficient d'étalonnage a été déterminé et de la stabilité de ce coefficient d'étalonnage.

11.2.3. — *Radiomètre — Théorie — Coefficient d'étalonnage*

Théorie :

Les équations (11.1) et (11.2) s'écrivent alors

(11.9) $$aF_D = a\,\sigma\,T_1^4 + \alpha_1\,(T_1 - T_a) + \beta\,(T_1 - T_2)$$

et

(11.10) $$a'\,F_A = a'\,\sigma\,T_2^4 + \alpha_2\,(T_2 - T_a) + \beta\,(T_2 - T_1)\ .$$

Si la plaque est parfaitement polie on peut admettre

$$a'\,F_A = a'\,\sigma\,T_2^4 \qquad \text{et, en supposant} \qquad \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$$

l'expression du flux F_D à mesurer est

(11.11) $$F_D = \sigma\,T^4 + \frac{\alpha + 2\,\beta}{a}\,(T_1 - T_2)\ .$$

En fait ceci n'est vrai que lorsque la température de la plaque de blindage est pratiquement égale à la température de l'air ambiant et à la température T_2 de la face polie du radiomètre. La construction même de l'appareil fait que α_1 est toujours légèrement différent de α_2. Cette dissymétrie est accrue par l'échauffement de la plaque sous l'effet du soleil et par le vent.

Aussi nous avons utilisé le radiomètre à ventilation uniquement pour des mesures nocturnes par temps calme. Dans ces conditions la valeur absolue du flux atmosphérique est

(11.12) $$F_D = \sigma\,T_1^4 - \frac{\alpha + 2\,\beta}{a}\,(T_2 - T_1) = \sigma\,T_1^4 - Kv$$

Fig. 11.3. — Radiomètre à ventilation.

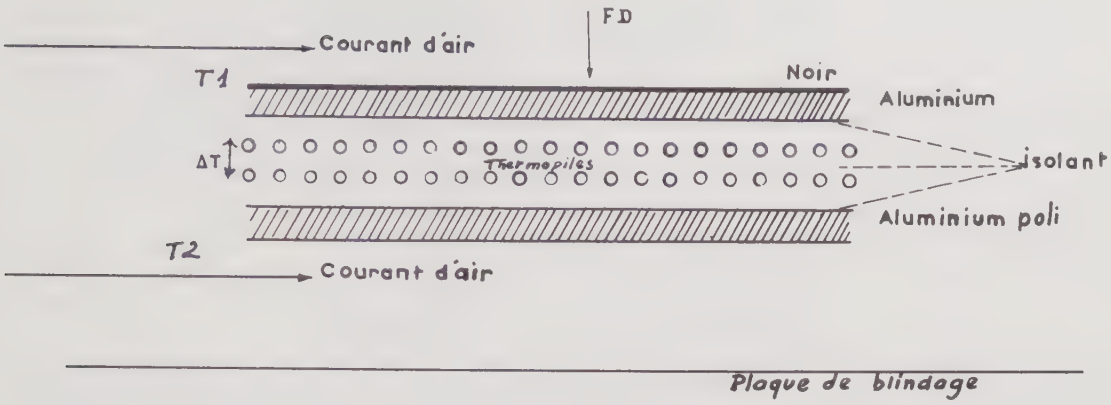


Fig. 11.4.

avec toujours

$$K = \frac{k}{k' k''}$$

Le coefficient K du radiomètre est du même ordre de grandeur que le coefficient K du bilanmètre.

L'erreur commise sur la mesure de F_D est

$$\Delta F_D = 4 \sigma T_1^3 \Delta T + \Delta (Kv) .$$

Pendant la nuit Kv est de l'ordre de 0,12 calories par cm^2 par minute et $\sigma T_1^4 = 0{,}602$ cal. $cm^{-2} min^{-1}$ à 20 °C . Si nous admettons que le produit Kv est déterminé avec une précision de 10 % et la température de la plaque avec une erreur absolue de $\pm$ 0,5 °C .

$$\Delta (\sigma T^4) = 0{,}004 \qquad \Delta (Kv) = 0{,}012$$

d'où une erreur relative su F_D

$$\frac{\Delta F_D}{F_D} = 4 \% .$$

Fig. 11.5. — Bilanmètre à coupelles de lupolène

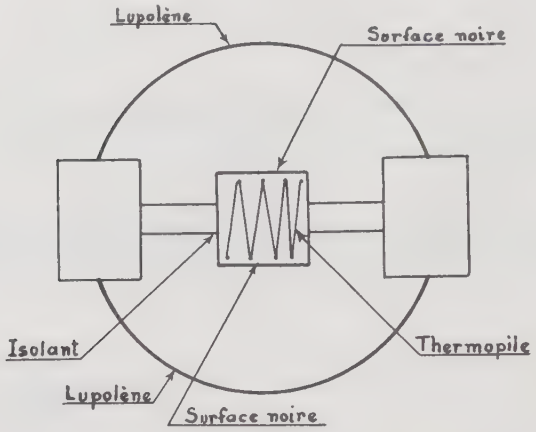


FIG. 11.6

11.3. — Appareils à filtres transparents aux infrarouges

L'appareil utilisé est le bilanmètre autrichien Schenk (d'après I. Dihrmirn) dont les surfaces sensibles sont protégées par des coupelles de lupolène. Le principe de cet appareil est le principe du bilanmètre Schulze.

Pour quelques mesures, nous avons remplacé le lupolène par des disques de K R S 5 .

11.3.1. — *Description*

Les surfaces réceptrices sont deux membranes noires de surface 1,33 cm² séparées par un isolant d'épaisseur 1,2 cm . La thermopile est constituée par 18 jonctions cuivre-constantan. Les surfaces sensibles sont protégées par des coupelles hémisphériques de lupolène (figure 11.5 et 11.6).

Caractéristique du lupolène.

La figure 11.7 montre la transmission (en pourcentage) d'une feuille de lupolène de 0,1 mm d'épaisseur pour des longueurs d'ondes allant de 0,3 à 50 μ . En lumière visible, le lupolène est pratiquement transparent. Environ 1 % de la radiation solaire

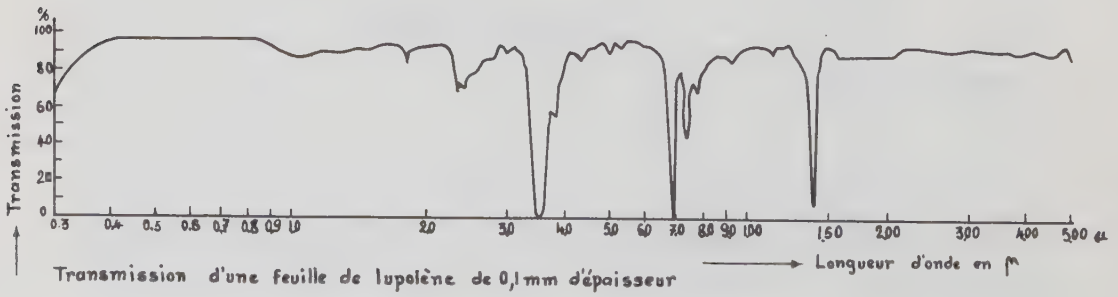


FIG. 11.7. (d'après SCHULZE)

incidente est absorbée. Mais deux éléments diminuent sensiblement la fraction du flux transmise : le facteur de réflexion qui, pour une incidence normale, est environ 8 % et la diffraction dans l'épaisseur du film. Des mesures effectuées avec et sans lupolène montrent que 15 % environ de la radiation incidente sont ainsi perdus.

Dans l'infrarouge, l'absorption est sélective et les bandes d'absorption se trouvent dans la même région que celles de la vapeur d'eau et du gaz carbonique. Aussi est-il nécessaire d'utiliser des feuilles très minces de 0,1 mm ou 0,05 mm d'épaisseur.

11.3.2. — *Théorie du bilanmètre Schenk*

L'étude théorique complète de l'appareil à coupelles est plus compliquée que celle de l'appareil à surfaces nues, puisque l'on doit tenir compte de la transmission, de la réflexion et de l'absorption par les coupelles de protection.

Une étude théorique détaillée du bilanmètre à feuilles de lupolène a été faite par Businger, Tarnier, Kuhm [13].

Nous nous contenterons d'en donner ici un exposé simplifié. Il semble que l'on peut négliger l'émission propre du lupolène. En effet elle est faible et les températures propres des coupelles supérieures et inférieures sont toujours voisines.

Soient F_D le flux descendant à mesurer;
E_D le flux arrivant sur la surface noire supérieure (E_D est différent de F_D en raison de la présence de coupelles);
E_U le flux partant de la plaque noire supérieure;
F_A le flux ascendant à mesurer;
a le pouvoir absorbant du noir;
β le coefficient d'échange thermique par conduction entre les deux surfaces;
α le coefficient d'échange thermique avec l'air;
T_1 la température absolue de la face supérieure;
T_2 la température absolue de la face inférieure;
T_a la température absolue de l'air ambiant;
τ le coefficient de transmisison moyen du lupolène;
r le pouvoir réflecteur du lupolène;
L_1 les pertes par conduction et convection pour la plaque supérieure;
L_2 les pertes par conduction et convection pour la plaque inférieure.

Les expressions de E_D et E_U sont données par les relations suivantes :

$$E_D = \tau F_D + r E_U \tag{11.13}$$

$$E_U = a \sigma T_1^4 + (1 - a) E_D . \tag{11.14}$$

L'équation d'équlibre de la surface 1 est

$$E_D - E_U = L_1 \tag{11.15}$$

d'où on tire l'expression du flux descendant

$$F_D = \frac{1}{\tau}\left[\sigma T_1^4 (1 - r) + L_1 \left(\frac{1 + r(a - 1)}{a}\right)\right]. \tag{11.16}$$

Un raisonnement analogue conduit pour le flux ascendant à

$$F_A = \frac{1}{\tau}\left[\sigma T_2^4 (1 - r) + L_2 \left(\frac{1 + r(a - 1)}{a}\right)\right] \tag{11.17}$$

et pour le flux net on aura

$$F_N = F_A - F_D = \frac{1}{\tau}\left[4 \sigma T_m^3 (T_2 - T_1)(1 - r) + \frac{1 + r(a - 1)}{a}(L_2 - L_1)\right]. \tag{11.18}$$

On a vu (équations 11.1, 11.2, 11.3) que

$$L_2 - L_1 = (2\beta + \alpha)(T_2 - T_1)$$

d'où

$$F_N = \frac{1}{\tau}\left[4\sigma T_m^3 (1-r) + \frac{1 + r(a-1)}{a}(2\beta + \alpha)\right](T_2 - T_1)\,. \tag{11-19}$$

Nous posons

$$k = \frac{1}{\tau}\left[4\sigma T_m^3 (1-r) + \frac{1 + r(a-1)}{a}(2\beta + \alpha)\right]. \tag{11.20}$$

Dans le cas du bilanmètre Schenk, les échanges thermiques entre les deux surfaces noires se font essentiellement par l'intermédiaire de l'isolant, par les fils de cuivre des thermocouples et par l'air enfermé entre les coupelles.

11.3.3. — *Coefficient d'étalonnage*

La différence de température $T_2 - T_1$ entre les deux faces noires fait apparaître aux bornes de la thermopile une différence de potentiel $v = k' \Delta T$. Le flux à mesurer est donc

$$F_N = \frac{k}{k'} v = Kv$$

K est le coefficient d'étalonnage de l'appareil.

Pour les bilanmètres utilisés, une série de mesures ont montré que k' est de l'ordre de 0,63 mV par degré et K de l'ordre de 0,23 calories $cm^{-2}\,min.^{-1}\,mV^{-1}$

d'où $$k = 0{,}140 \text{ cal. min.}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ degré}^{-1}\,.$$

A une température de 27 °C, $4\sigma T_m^3 = 0{,}088$ cal. $cm^{-2}\,min.^{-1}\,degré^{-1}$. Le terme $4\sigma T_m^3 (1-r)$ représente au plus 5 % de la valeur de k. Les variations de σT_m^3 affectent donc peu la valeur de K.

11.3.4. — *Erreurs dues à l'absorption sélective du lupolène*

L'expression (11.14) montre que le coefficient d'étalonnage est fonction de τ, r, a. Or, les équations 11.16, 11.17, 11.18, ont été établies en supposant que τ, r et a étaient indépendants de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.

Les coupelles étant hémisphériques, on peut admettre que r et τ sont indépendants de l'angle d'incidence. On admet que a reste constant jusqu'à des incidences de 75 ou 80 degrés.

D'autre part, a varie peu avec la longueur d'onde. Par contre τ et r sont fonction de la longueur d'onde.

Ainsi le coefficient d'étalonnage n'est pas le même pour le rayonnement solaire et pour le rayonnement infrarouge.

Dans les mesures diurnes, il en résulte une certaine imprécision, car la proportion du rayonnement infrarouge dans le rayonnement total varie avec la hauteur du soleil.

Dans l'infrarouge on a vu que le lupolène présentait des bandes d'absorption étroites mais intenses. On prend pour τ une valeur moyenne. Cette méthode conduit forcément à des imprécisions dans l'évaluation des flux de rayonnement atmosphériques.

Les exemples suivants permettent de se rendre compte de l'ordre de grandeur des erreurs commises.

a) *Variation de flux avec la température du sol.*

La courbe d'absorption du lupolène montre une bande d'absorption entre 13,5 μ et 14 μ. Soit $\nu_1 = 710$ cm^{-1} et $\nu_2 = 740$ cm^{-1} les limites de la bande et $\tau_\nu = 10$ % la transmission du lupolène dans cette région. Le rayonnement noir à 26 °C dans cet intervalle $\nu_1\ \nu_2$ est $B_{\nu_1\ \nu_2} = 27{,}34$ cal. cm^{-2} jour^{-1} soit 3 % du rayonnement noir pour l'ensemble du spectre.

Si, le rayonnement atmosphérique restant constant, la température du sol varie de quelques degrés, le bilan de rayonnement au sol subit une variation $N_2 - N_1 = 4\,\sigma\,T^3\,\Delta T$. Sa fraction $|\Delta N|_{\nu_1}^{\nu_2}$ comprise dans la bande $\nu_1\ \nu_2$ représente 3 % de $N_2 - N_1$. Si dans cet intervalle le coefficient moyen de transmission adopté pour le lupolène est $\tau = 90$ % alors que le coefficient réel est $\tau_\nu = 10$ %, l'absorption par le lupolène masquera 2,4 % de $F_{N_2} - F_{N_1}$ mesuré.

Un raisonnement analogue montre que dans la région 6,8 à 7,1 μ, 1,4 % du rayonnement noir est absorbé par le lupolène.

Les bandes d'absorption du lupolène sont situées dans des intervalles spectraux où la vapeur d'eau et le gaz carbonique sont fortement absorbants. Ce sont donc les variations de température de la basse atmosphère, plus que sa teneur en vapeur d'eau, qui affectent les mesures de bilan au sol.

b) *Variations de flux avec l'altitude au voisinage du sol.*

Supposons la température du sol égale à 26 °C, et considérons une structure atmosphérique fréquente à Dakar : une couche humide (humidité relative : 90 %) à peu près isotherme jusqu'à 300 mètres, puis une couche sèche dont la température maximum atteint 29 °C entre 600 et 1 000 mètres.

On va calculer le flux de rayonnement net dans l'intervalle 710 cm^{-1} — 740 cm^{-1} (bande d'absorption du lupolène).

Dans cet intervalle l'absorbant principal est le gaz carbonique. Le calcul effectué à l'aide des tables d'Elsasser relatives au gaz carbonique donne

Au sol dans l'intervalle 710 - 740 cm^{-1}	Flux ascendant	$F_A = 27{,}32$ cal. cm^{-2} jour^{-1}
	Flux descendant ..	$F_D = 21{,}60$ cal. cm^{-2} jour^{-1}
	Flux net	$F_{N_1} = 5{,}72$ cal. cm^{-2} jour^{-1}
A 1 000 mètres dans l'intervalle 710 - 740 cm^{-1}	Flux ascendant	$F_A = 26{,}56$ cal. cm^{-2} jour^{-1}
	Flux descendant ..	$F_D = 19{,}60$ cal. cm^{-2} jour^{-1}
	Flux net	$F_{N_2} = 6{,}96$ cal. cm^{-2} jour^{-1}

Lorsqu'on passe du sol à 1 000 mètres le flux net de rayonnement calculé pour l'ensemble du spectre subit une augmentation.

$$\Delta N = 52 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ jour}^{-1}$$

La variation correspondante du flux net calculé dans l'intervalle 710 - 740 cm^{-1} est $|\Delta N|_{\nu_1 - \nu_2} = 1{,}24$ cal. cm^{-2} jour^{-1}.

Puisque l'absorption par le lupolène masque 80 % de la variation de flux dans l'intervalle $\nu_1\ \nu_2$, l'erreur systématique commise sur ΔN est environ 2 % de ΔN.

11.3.5. — *Emploi de filtres en K.R.S. 5*

Pour éviter les inconvénients dus à la sélectivité du lupolène, on peut dans le cas de mesures nocturnes, remplacer les coupelles de lupolène par des disques de K.R.S. 5.

Le K.R.S. 5 est un iodobromure de thallium stable en atmosphère humide et transparent dans l'infrarouge entre 0,45 et 40 μ.

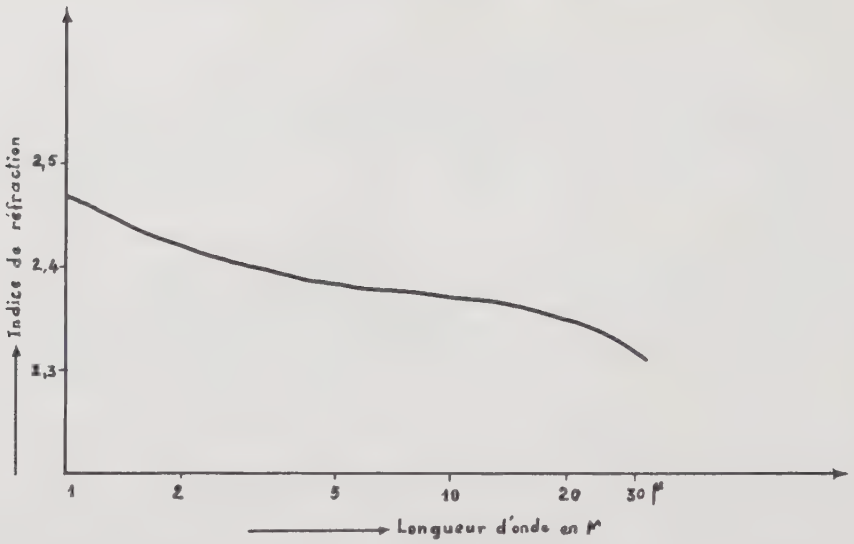


FIG. 11.8. — Indice de réfraction du K R S 5 en fonction de la longueur d'onde.

La figure 11.8 donne les valeurs de l'indice de réfraction de ce cristal en fonction de la longueur d'onde entre 0,8 μ et 30 μ. Entre 4 μ et 20 μ, l'indice de réfraction varie seulement de $\frac{1}{50}$ de sa valeur. Il est égal à 2,37 pour 10 μ.

La transmission spectrale pour une radiation d'incidence normale est

(11.21) $$\tau = (1 - \rho)^2 e^{-ad}$$

ρ est le coefficient de réflexion normale
α est le coefficient d'absorption en cm^{-1}
d est l'épaisseur traversée

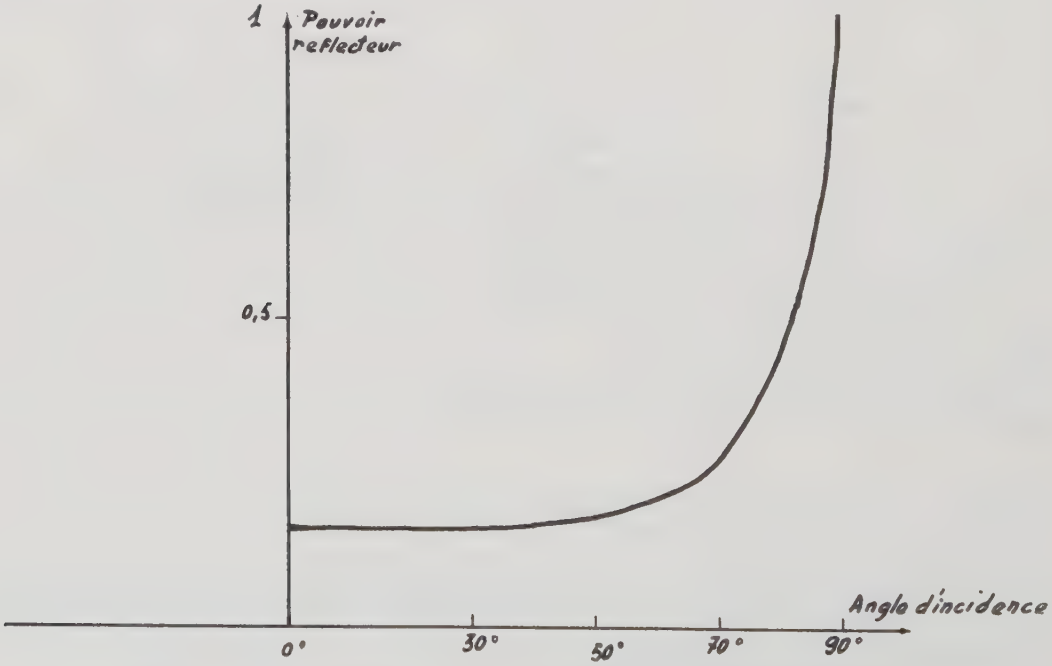


FIG. 11.9. — Pouvoir réflecteur du K R S 5 en fonction de l'angle d'incidence.

D'après le constructeur α est toujours inférieur à 0,69 cm^{-1} dans la région comprise entre 1 et 40 μ.

Le coefficient de réflexion normale pour 10 μ est

$$\rho = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} = 0{,}169$$

La transmission d'un disque d'épaisseur 1,5 mm pour un rayonnement d'incidence normale et de longueur d'onde 10 μ est d'après la formule (11.21)

$$\tau = 0{,}6288$$

Un premier inconvénient du K.R.S. 5 est donc d'affaiblir fortement la radiation incidente et l'affaiblissement est du principalement au pouvoir réflecteur élevé de ce cristal. Dans le domaine 4 μ à 20 μ on peut admettre que la transmission est à peu près indépendante de la longueur d'onde. Mais les surfaces protectrices sont ici des disques plans et le pouvoir réflecteur et la transmission du disque vont dépendre de l'angle

La figure 11.9 montre les valeurs du pouvoir réflecteur en fonction de l'angle d'incidence. ρ est calculé par la formule classique de Fresnel :

$$\rho = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)}\right]$$

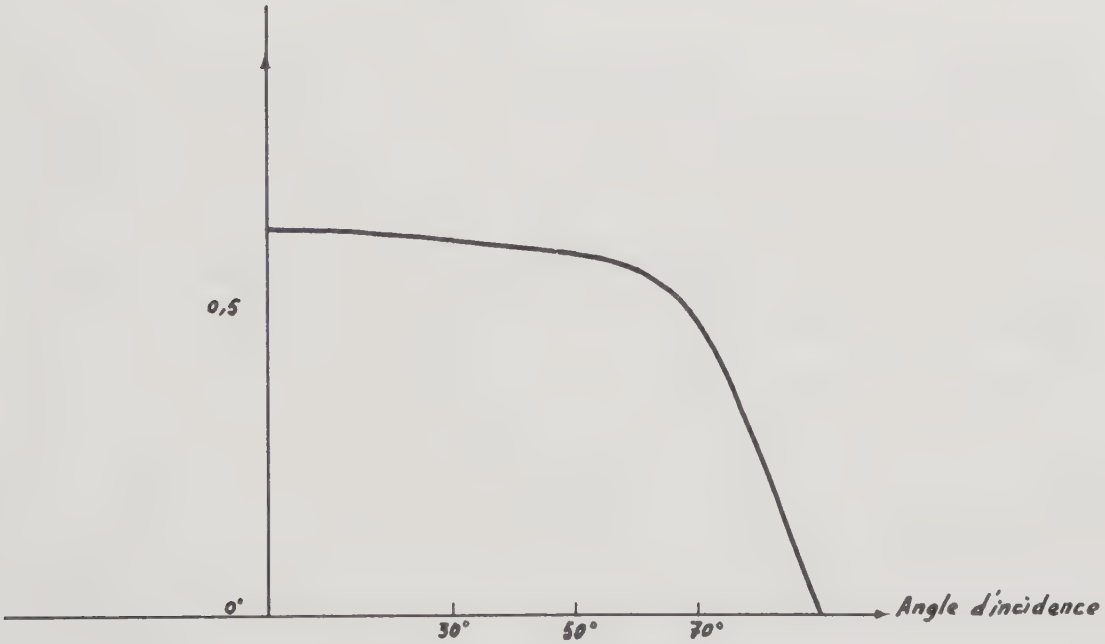


Fig. 11.10. — Transmission d'un disque de K R S 5 de 1,5 mm d'épaisseur en fonction de l'angle d'incidence.

La figure 11.10 montre la valeur de la transmission

$$\tau = (1-\rho)^2 e^{-\alpha d}$$

en fonction de l'angle d'incidence pour un disque d'épaisseur $d = 1{,}5$ mm.

La transmission diminue rapidement pour les incidences supérieures à 60°.

Ainsi la présence du filtre affaiblit considérablement l'intensité du rayonnement d'incidence supérieure à 70°. Mais 88 % de l'énergie émise dans un angle solide hémisphérique par l'unité de surface du corps noir se trouve contenue à l'intérieur du cône de demi-angle au sommet 70°. Ainsi l'affaiblissement introduit par le filtre porte

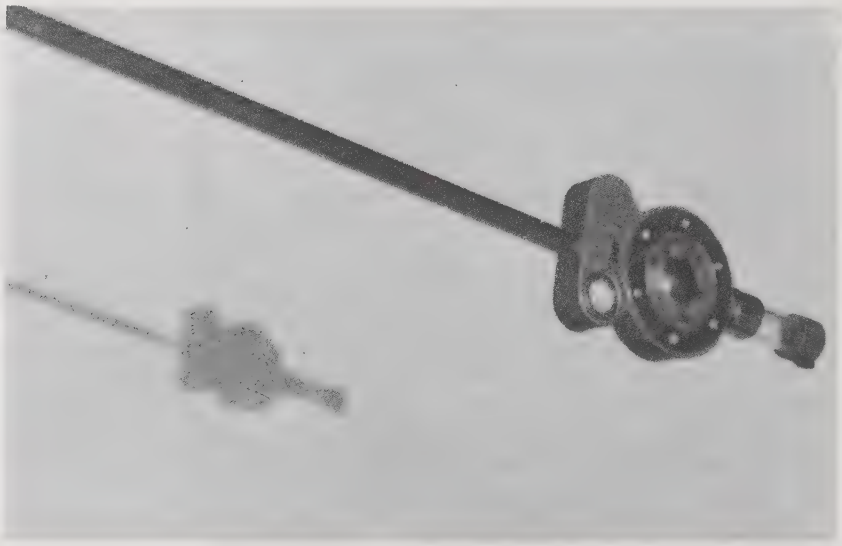


Fig. 11.11. — Bilanmètre équipé de disques de K R S 5 .

essentiellement sur 12 % du rayonnement du sol. La fraction du rayonnement atmosphérique affectée par la mauvaise transmission du filtre pour les incidences élevées est un peu plus importante, car l'intensité de rayonnement est plus grande pour les rayons fortement inclinés sur l'horizontale. Le bilan de rayonnement pour les incidences élevées est donc toujours faible de sorte que l'erreur introduite en adoptant une valeur moyenne pour la transmission τ du disque ne peut excéder 2 à 3 % du flux de rayonnement net à mesurer.

Il faut d'ailleurs remarquer que le bilanmètre équipé de disques de K.R.S. 5 (figure 11.11) est construit de telle sorte que la surface sensible ne peut recevoir des rayons d'incidence supérieure à 84°.

CHAPITRE XII

ÉTALONNAGE DES BILANMÈTRES ET RADIOMÈTRES

12.1.— **Remarques préliminaires**

Dans ce chapitre on s'occupe uniquement de l'étalonnage des appareils destinés à des mesures au sol. Pour les mesures en avion, l'étalonnage des appareils fait l'objet d'un paragraphe spécial du chapitre 15.

Les appareils utilisés : bilanmètres et radiomètres à ventilation, bilanmètres à coupelles protectrices ont été étalonnés par différentes méthodes.

Avant de donner le détail de l'étalonnage, il a paru utile de préciser quelques caractéristiques des différents appareils.

12.1.1. — ***Temps de réponse***

Les appareils étant en laboratoire, une lampe de 100 watts est placée à 1 mètre des surfaces réceptrices.

La figure 12.1 montre l'enregistrement des courbes de réponse à l'allumage et à l'extinction de la lampe pour les appareils suivants :

— bilanmètre à ventilation Beckman
— radiomètre à ventilation Beckman
— bilanmètre Schenk à coupelles de lupolène
— bilanmètres à disques de K.R.S. 5.

Les appareils à surface réceptrice nue ont un temps de réponse nettement plus rapide.

Le bilanmètre Beckman à ventilation met environ 20 secondes pour atteindre 98 % de sa réponse.

La différence de potentiel enregistrée aux bornes du radiomètre Beckman passe par un maximum égal à 103 % de la valeur d'équilibre. Le maximum est atteint au bout de 22 secondes environ. Mais la température de la plaque met plusieurs minutes à se stabiliser.

Le bilanmètre à disque de K.R.S. 5 (épaisseur 1,5 mm) met 1 minute 15 secondes pour atteindre 96 % de sa valeur.

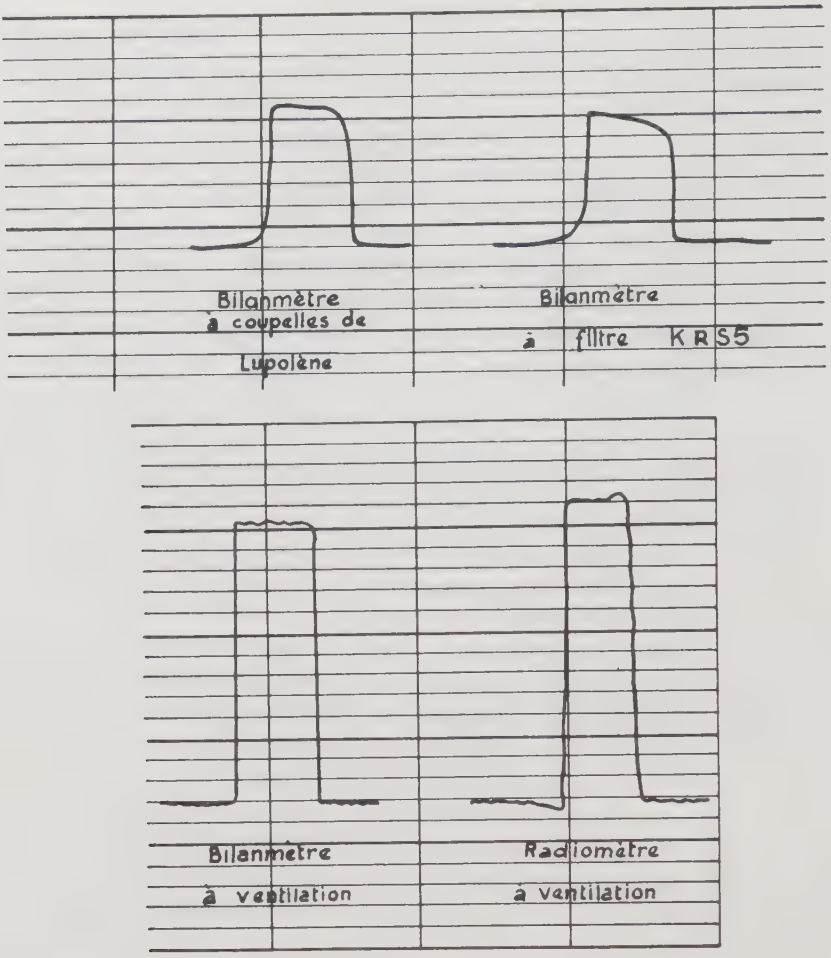


FIG. 12.1. — Temps de réponse des bilanmètres et radiomètres.

12.1.2. — *Symétrie de la réponse des bilanmètres*

Une des conditions nécessaires pour la linéarité de la réponse du bilanmètre est la symétrie des deux faces.

L'appareil étant placé en plein air sur son support, on note la différence de potentiel développée aux bornes du bilanmètre, puis on le retourne face pour face, et on vérifie que la différence de potentiel mesurée reste la même.

Pour le bilanmètre BECKMAN, si les surfaces noires sont en bon état, une différence d'indication provient généralement d'une différence de ventilation entre les deux faces. Il faut parfaitement régler la position de la plaque dans le courant de ventilation. D'autre part la vitesse de ventilation doit rester aussi constante que possible. Pour cette raison le moteur d'aspiration d'air est alimenté par du courant régulé. Une variation de 5 à 10 % de la tension d'alimentation du moteur ne modifie pas sensiblement la réponse de l'appareil.

Dans le cas des bilanmètres à coupelles de lupolène, une différence d'indication provient habituellement de différences de transmissions entre les coupelles protectrices. Les films de lupolène doivent être nettoyés régulièrement et changés lorsque leur

facteur de transmission se modifie. D'autre part il faut changer fréquemment le secagel destiné à dessécher l'air intérieur aux coupelles. Les récepteurs à disques de K.R.S. 5 sont peu pratiques à Dakar pour des enregistrements continus, car le K.R.S. 5 s'altère assez rapidement sous l'effet des dépôts de rosée et des sels marins.

De toutes façons, la différence entre les valeurs fournies par chacune des faces des appareils doit être inférieure à 2 %.

12.1.3. — *Vérification du zéro de l'appareil*

Pour vérifier le zéro d'un bilanmètre, on soustrait les surfaces réceptrices à tout rayonnement extérieur.

Pour les appareils à ventilation, on utilise une boîte constituée (suivant le modèle de COSTER) [18] par une double paroi d'aluminium et laissant passer le courant de

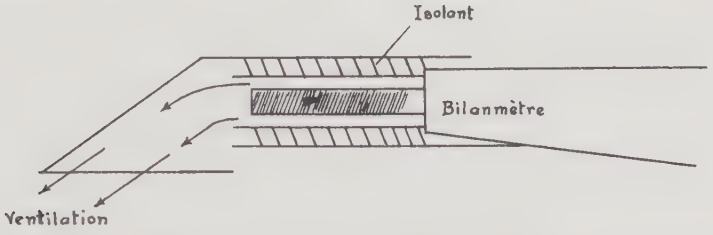


FIG. 12.2. — Boîte pour vérification du zéro.

ventilation (figure 12.2). Les plaques d'aluminium sont noircies intérieurement et entre les deux enceintes d'aluminium on a introduit un isolant. L'appareil ainsi protégé est laissé en fonctionnement pendant 24 heures, ce qui permet de vérifier la stabilité du zéro.

2.— Etalonnage

12.2.1. — *Etalonnage au soleil*

On peut utiliser la méthode classique d'étalonnage des solarimètres. Seul le bilanmètre à ventilation BECKMAN a été étalonné par ce procédé. Si l'on admet que « l'Optical Parsons Black Lacquer » a le même coefficient d'absorption dans le visible et dans l'infrarouge, le coefficient d'étalonnage doit être le même pour ces deux gammes de longueur d'onde.

L'intensité de la radiation solaire directe est mesurée à l'aide d'un actinomètre LINKE-FEUSSNER.

La surface réceptrice du bilanmètre est occultée par un disque circonscrit à la surface rectangulaire sensible. Le disque doit être placé environ à 60 cm de la plaque, de manière à être vu d'un point de la plaque, sous un angle solide égal à l'angle d'ouverture du pyrheliomètre.

La différence v entre les tensions mesurées aux bornes du bilanmètre avec et sans occultation est proportionnelle à $I \sin h$, I étant l'intensité, mesurée au pyrheliomètre, de la radiation solaire directe, et h étant la hauteur du soleil.

d'où $$I \sin h = Kv$$

K est le coefficient d'étalonnage exprimé en cal. cm^{-2} min^{-1} mV^{-1}.

Les résultats des étalonnages d'un bilanmètre Beckman sont donnés par la figure 12.3. I sin h est porté en abcisses et K est porté en ordonnées. Les étalonnages ont été effectués par ciel très clair et par vents faibles (vitesse au sol inférieure à 3 m/sec.). Le bilanmètre était placé de telle sorte que le courant de ventilation soit parallèle au vent naturel. Les points sont groupés autour d'une droite horizontale dont l'ordonnée donne le coefficient K. On adopte donc comme *valeur moyenne* $K = 0{,}103$ *cal.* cm^{-2} min^{-1} mV^{-1}

Les valeurs de K pour I sin $h < 0{,}2$ cal. cm^{-2} min^{-1} sont très dispersées. Elles correspondent à des valeurs de h inférieures à 20°. Si l'on ne tient pas compte de ces valeurs on peut dire que *le coefficient K est égal à 0,103 cal.* cm^{-2} min^{-1} et l'erreur relative moyenne est $\pm$ 1,5 %.

Au cours de ces étalonnages, la température de la plaque varie entre 22 °C et 32 °C. Le coefficient d'étalonnage est donc ainsi déterminé pour une température moyenne de 27 °C.

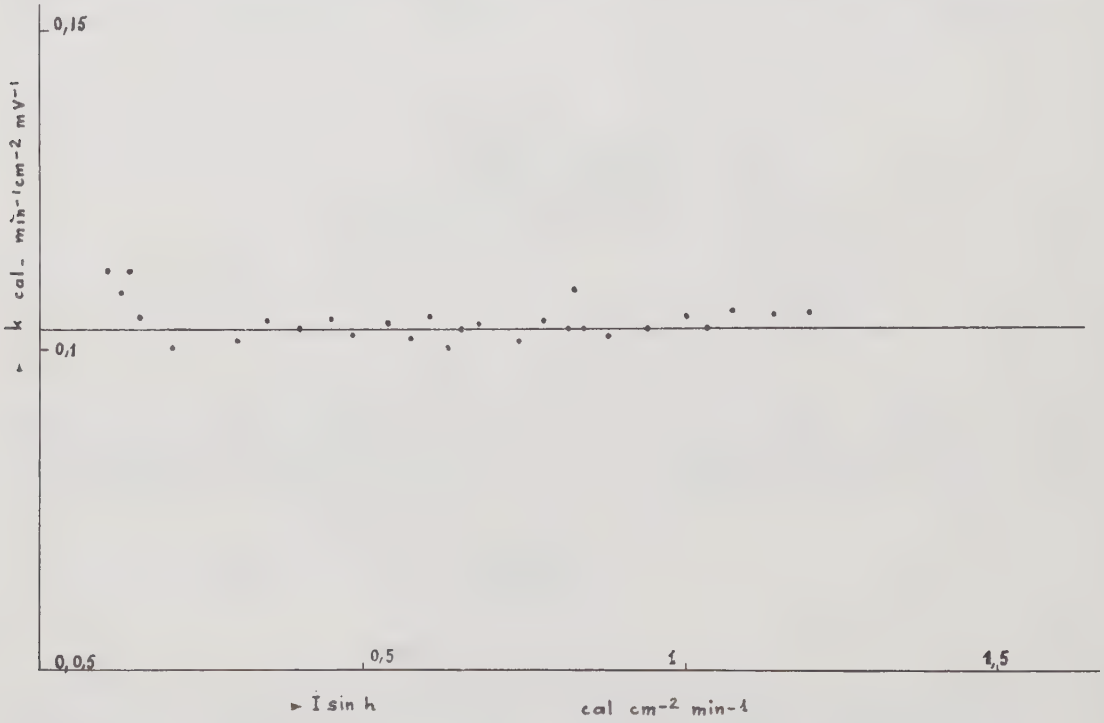


Fig. 12.3. — Etalonnage du bilanmètre à ventilation au soleil.

Les valeurs données sur la courbe (figure 12.3) correspondent à des étalonnages effectués en janvier et en avril. Il semble donc bien que, en valeur relative, les indications du bilanmètre soient acceptables avec une précision de 2 %.

L'exactitude de la valeur absolue de K est fonction de la précision avec laquelle est connu le coefficient du pyrhéliomètre étalon (nous admettons que la valeur fournie par le pyrhéliomètre étalon, — compte tenu des erreurs de mesure —, est exacte à 2 % près). D'autre part la méthode d'étalonnage elle-même présente des défauts et peut introduire des erreurs systématiques de 1 à 2 %. En particulier la plaque est soumise à des variations brusques de température, en raison de l'occultation. De plus, il faut occulter pendant 1 ou 2 minutes pour être sûr que l'équilibre soit atteint, et pendant ces quelques minutes I sin h varie, surtout au début et en fin de journée.

Donc, la méthode d'étalonnage au soleil permet de vérifier la constance du coefficient K dans des conditions climatiques semblables avec une précision de 2 % environ, mais elle ne permet pas de déterminer la valeur absolue de ce coefficient avec une précision supérieure à 5 %.

La valeur du coefficient donnée par le constructeur est $K = 0{,}105$ *cal.* cm^{-2} min^{-1} *à la température* $t = 27$ °C.

Le constructeur donne d'autre part une correction de température pour le coefficient d'étalonnage égale à 0,2 % par degré aux environs de 25 °C, le coefficient K diminuant lorsque la température augmente. Brooks indique une correction du même ordre [9]. Les étalonnages faits n'ont pas permis de mettre en évidence la nécessité d'une telle correction.

Dans le cas des mesures diurnes, aucune correction de température n'a été effectuée.

Dans ce travail, on s'est principalement attaché à l'étude des mesures nocturnes. Or, à Dakar les températures nocturnes varient peu au cours de l'année (les valeurs habituellement rencontrées sont comprises entre 18 °C et 26 °C). Un coefficient d'étalonnage a été adopté pour une température de 21 °C, et on introduit la correction seulement lorsque sa valeur dépasse 1 % de la grandeur à mesurer.

La méthode d'étalonnage au soleil donne des valeurs constantes de K pour le bilanmètre, mais s'applique très mal au radiomètre à ventilation. En effet, la face inférieure du radiomètre étant blindée de tout rayonnement extérieur, la différence de température entre les plaques supérieures et inférieures est beaucoup plus élevée que pour le bilanmètre. Une dissymétrie s'introduit entre les courants de ventilation inférieurs et supérieurs, ce qui amène des irrégularités dans la réponse de l'appareil. De plus, le calcul du flux de rayonnement mesuré au radiomètre fait intervenir la température de la plaque sensible. Durant l'étalonnage, la température de cette plaque diminue brusquement au moment de l'occultation et ne se stabilise pas pendant les quelques minutes que doit durer cette occultation.

Le radiomètre à ventilation a été utilisé uniquement pour des mesures nocturnes.

Le bilanmètre à coupelles de lupolène a été étalonné au soleil par comparaison avec le bilanmètre Beckman.

12.2.2. — *Etalonnage pour les mesures dans le domaine des grandes longueurs d'onde*

A. — *Etalonnage au-dessus d'une surface maintenue à température constante*

On a cherché à étalonner les appareils au-dessus de surfaces vues du récepteur sous un angle solide voisin de 2π.

La glace a été choisie comme surface étalon.

1° *Etalonnage du radiomètre à ventilation* Beckman.

a) *Dispositif expérimental.*

Des barres de glace identiques sont juxtaposées dans un bac en zinc, dont le fond et les parois latérales sont calorifugés (figure 12.4). Les dimensions de la surface de la glace sont 1,50 m $\times$ 1,50 m. Une légère ventilation de la surface est assurée par un ventilateur. La glace est recouverte de noir de fumée. Le radiomètre est placé au centre du carré . Sa surface sensible est à 15 cm au-dessus de la glace. L'ensemble est dans une pièce fermée et maintenue dans l'obscurité. Ainsi la tmpérature de l'air se stabilise et, grâce à la ventilation du radiomètre, la surface réceptrice atteint une température d'équilibre qui reste constante pendant un temps suffisant.

On déplace un thermocouple sur la surface de la glace pour vérifier la constance de la température. Les écarts maximum observés entre deux points de la surface sont de l'ordre de 0,1 à 0,2 °C. L'appareil étant en place, on a une courbe d'enregistrement très constante pendant plus d'une heure.

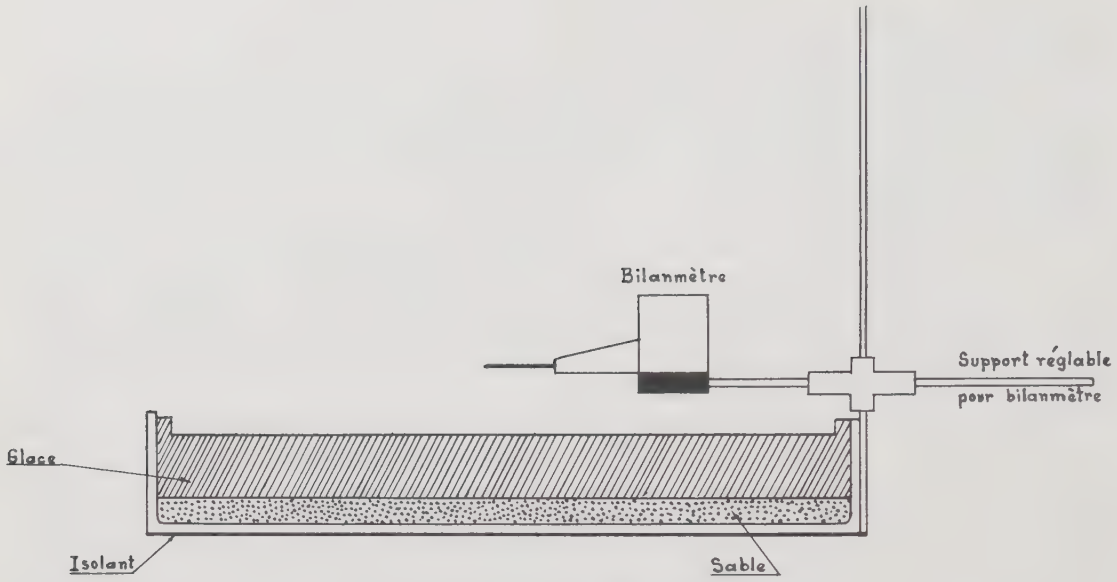


FIG. 12.4. — Etalonnage au-dessus de la glace.

b) *Résultats.*

T étant la température absolue de la plaque, T_g la température de la glace et v la différence de potentiel enregistrée, on a — (si l'on admet que la surface de glace rayonne comme un corps noir)

$$K = \sigma \frac{T^4 - T_g^4}{v}$$

Le coefficient d'absorption de la plaque réceptrice est incorporé dans la valeur de K.

Différentes mesures ont donné les résultats suivants :

Mesures des 6 et 7 juillet 1961

1. — Température de la plaque : 29 °C
   f.e.m. enregistrée : 2,14 mV
   Température ambiante : 31 °C
   $K = 0{,}106$ cal. cm^{-2} min^{-1} mV^{-1}
2. — Température de la plaque : 28,3 °C
   f.e.m. enregistrée : 2,07 mV
   Température ambiante : 30 °C
   $K = 0{,}106$ cal. cm^{-2} min^{-1} mV^{-1}

Mesures du 26 janvier 1961

3. — Température de la plaque : 22,5 °C
   f.e.m. enregistrée : 1,61 mV
   Température ambiante : 23,5 °C
   $K = 0{,}105$ cal. cm^{-2} min^{-1} mV^{-1}
4. — Température de la plaque : 22,5 °C
   f.e.m. développée : 1,58 mV
   Température ambiante : 23 °C
   $K = 0{,}107$ cal. cm^{-2} min^{-1} mV^{-1}
5. — Température de la plaque : 21,9 °C
   f.e.m. développée : 1,62 mV

Température ambiante : 24 °C

$K = 0{,}102$ cal. $cm^{-2}\ min^{-1}\ mV^{-1}$

On adopte pour valeur moyenne de K à 25 °C.

$K = 0{,}105$ *cal.* $cm^{-2}\ min^{-1}\ mV^{-1}$ *avec une erreur relative moyenne de 1,5 %.*

c) *Précision de la mesure.*

Erreurs dues aux mesures de v et de T

Nous admettons pour v une erreur relative $\frac{\Delta v}{v} = 1{,}5\ \%$.

Si nous admettons une erreur $\pm$ 0,2 °C pour la mesure de T_g et une erreur $\pm$ 0,2 °C pour l'appréciation de la température moyenne de la plaque, l'erreur relative sur K est

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta v}{v} + \frac{\Delta (T - T_g)}{T - T_g} = 3\ \%$$

Erreurs dues à l'angle sous lequel est vue la surface de la glace

La surface réceptrice est placée à 15 cm au-dessus de la glace, et à 10 cm au-dessus des bords du bac. Le pourtour du bac est garni de glace jusqu'au bord. Ainsi l'angle solide moyen sous lequel est vue la surface de glace est voisin de $2\varphi = 168°$.

Lorsque la surface de glace est vue du récepteur sous un angle solide moyen 2φ, le flux reçu par l'unité de surface du récepteur est

$$F = \sigma T_g^4 \sin^2 \varphi$$

Si l'on admet que l'environnement du bac rayonne à la température ambiante T_a, le flux reçu par la surface réceptrice est

$$F = \sigma [(1 - \sin^2 \varphi)\ T_a^4 + \sin^2 \varphi\ T_g^4\ ]$$

au lieu de $F = \sigma T_g^4$ flux admis en supposant que la surface de glace est un plan illimité.

Si l'on fait les calculs avec $F = \sigma T_g^4$, on commet donc une erreur sur K

$$\frac{\Delta K}{K} = \cos^2 \varphi \frac{T_g^4 - T_a^4}{T^4 - T_g^4} \# - \cos^2 \varphi$$

Pour les mesures faites avec $2\varphi = 168°$ $\quad \frac{\Delta K}{K} \# -1\ \%$.

Erreurs dues au pouvoir émissif de la glace

Une autre cause d'erreur provient du fait que le pouvoir émissif de la glace est différent de 1.

Même lorsque la glace est recouverte de noir de fumée, son pouvoir émissif ε ne peut guère dépasser 97 %.

Dans ces conditions, le flux de rayonnement émis par la glace est

$$\varepsilon \sigma T_g^4$$

et le flux de rayonnement réfléchi est

$$(1 - \varepsilon)\ \sigma T_a^4$$

Ainsi le flux de rayonnement reçu par la plaque réceptrice est

$$\sigma [\varepsilon T_g^4 + (1 - \varepsilon)\ T_a^4\ ]$$

au lieu de

$$\sigma T_g^4$$

Si l'on veut tenir compte du pouvoir émissif de la surface, il faut donc faire subir à K une correction ΔK telle que

$$\frac{\Delta K}{K} \# - (1 - \varepsilon)$$

Si l'on admet que

$$\varepsilon = 97\,\%\,, \quad \frac{\Delta K}{K} = -3\,\%$$

Remarque

Lorsqu'on place le récepteur à 25 cm au-dessus de la surface de glace, les valeurs trouvées pour K sont sensiblement les mêmes que lorsque l'appareil est placé à 15 cm.

Or, l'angle φ a diminué. Pour $h = 25$ cm, l'angle sous lequel est vu l'ensemble est $2\varphi = 154°$

Pour $h = 15$ cm, on a vu que $2\varphi = 168°$

La f.e.m. développée aux bornes de l'appareil devrait donc diminuer de

$$\frac{\Delta v}{v} = \cos^2 \varphi' - \cos^2 \varphi = 4\,\%$$

Cette variation serait parfaitement appréciable avec le récepteur utilisé. Puisque cette variation n'apparaît pas dans les mesures, on peut émettre une des deux hypothèses suivantes :

a) Le récepteur n'absorbe que très incomplètement les radiations arrivant sous des incidences supérieures à 75° ou 80°.

b) Pour les fortes incidences, la glace réfléchit une fraction importante du rayonnement incident.

Il est probable que ces deux facteurs agissent simultanément.

d) *Conclusion.*

Pour le radiomètre à ventilation, la valeur adoptée pour le coefficient d'étalonnage aux environs de 25 °C est

$$K = 0{,}105 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ mV}^{-1}.$$

Le coefficient d'étalonnage reste bien constant avec une précision de 1,5 % à 2 %, mains on ne peut donner sa valeur absolue avec une précision supérieure à 5 %.

La difficulté d'étalonnage provient du fait qu'il est très difficile de trouver une source de rayonnement thermique dont on connaisse exactement le pouvoir émissif. D'autre part lorsqu'on veut mesurer le flux de rayonnement provenant de tout un hémisphère, il est à peu près impossible de recevoir complètement les radiations d'incidence élevée.

2° *Etalonnage du bilanmètre à ventilation.*

Le bilanmètre est étalonné de la manière suivante :

Il est d'abord placé au-dessus du bac de glace décrit précédemment, et on lit la valeur v_1 de la différence de potentiel développée aux bornes des thermocouples.

Il est ensuite placé au-dessus d'une plaque métallique noircie, ayant les mêmes dimensions que la surface de glace. On lit la nouvelle différence de potentiel v_2. Si l'on admet que le rayonnement du plafond et des murs n'a pas varié, on peut écrire :

$$\sigma (T_g^4 - T_p^4) = K (v_1 - v_2)$$

T_p étant la température de la plaque.

Si l'angle moyen sous lequel est vu l'ensemble de la plaque est 2φ, on a :

$$\sin^2 \varphi (T_g^4 - T_p^4) = K (v_1 - v_2)\,.$$

Valeurs trouvées pour K.

Mesures des 6 et 7 juillet 1961 :

— pour un bilanmètre ..... $K = 0{,}105 \pm 0{,}002$ cal. $\text{cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ mV}^{-1}$

— pour un second bilanmètre .. $K = 0{,}115 \pm 0{,}002$ cal. $\text{cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ mV}^{-1}$.

Précision de la mesure.

L'erreur sur K due à la détermination des températures et de la différence de potentiel $v_1 - v_2$ est $\frac{\Delta K}{K} = 3\ \%$ comme pour l'étalonnage du radiomètre.

Si l'on considère la surface connue indéfinie, alors qu'elle est vue sous un angle 2φ on commet une erreur par défaut

$$\frac{\Delta K}{K} = 1 - \sin^2 \varphi .$$

La température de la plaque de comparaison étant approximativement à la température ambiante de la pièce, on peut admettre que le pouvoir émissif apparent de cette plaque est égal à 1.

Si l'on admet que le pouvoir émissif de la glace est 1 alors qu'il est ε, on commet sur K une erreur par défaut telle que

$$\frac{\Delta K}{K} = 1 - \varepsilon .$$

B. — *Etalonnage en présence d'une surface émettrice maintenue à température constante.*

a) *Dispositif expérimental.*

Un autre dispositif d'étalonnage a été réalisé en prenant comme surface émettrice le fond d'un récipient en aluminium dans lequel on maintient de l'eau à l'ébullition. Le récipient a la forme d'un cylindre de 30 cm de diamètre et de 35 cm de hauteur. L'eau est portée à l'ébullition grâce à des thermo-plongeurs. Un agitateur entraîné par un moteur assure un brassage permanent de l'eau. Les parois sont calorifugées jusqu'à 5 cm du fond. Le fond et la partie non calorifugée des parois latérales sont peints avec de l'« Optical Parsons Black Lacquer ». Le bilanmètre (ou radiomètre) est placé sur son support à 80 cm du sol et le récipient d'eau bouillante est suspendu de telle sorte que la surface émettrice soit à 15 cm environ au-dessus de la surface réceptrice. Les deux

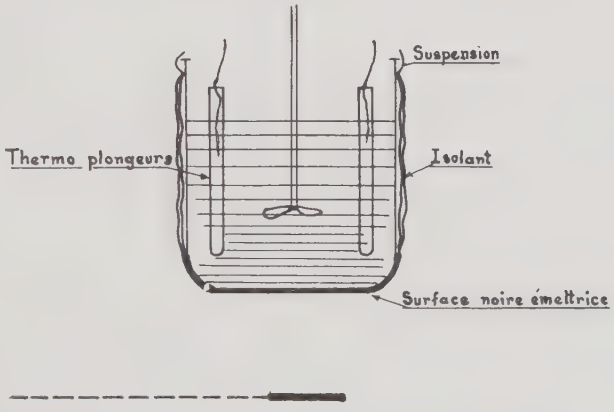


FIG. 12.5. — Etalonnage au-dessous d'une surface noire chauffée.

surfaces émettrices et réceptrices sont horizontales (figure 12.5). Les expériences sont faites à l'air libre de manière que la vapeur d'eau soit rapidement évacuée, par une nuit claire et sans vent, afin que le rayonnement ambiant soit pratiquement constant. La f. e. m développée aux bornes du bilanmètre est enregistrée d'abord en plaçant le bilanmètre au-dessous du récipient contenant de l'eau bouillante ensuite en plaçant l'appareil

au-dessous d'un récipient identique contenant de l'eau à la température ambiante. Les températures des surfaces sont mesurées au moyen d'un thermocouple à aiguille qu'on déplace sur la surface.

b) *Principe de la mesure.*

Soit :

T_1 la température de la surface émettrice chaude;
T_2 la température de la surface émettrice à la température ambiante;
ε_1 le pouvoir émissif apparent de la surface 1;
ε_2 le pouvoir émissif apparent de la surface 2;
$2\varphi_1$ l'angle sous lequel est vue la surface émettrice depuis le centre de la surface réceptrice;
R_a le rayonnement ambiant qu'on suppose constant pendant la durée des mesures (R_a = Rayonnement du sol — Rayonnement atmosphérique non occulté par la surface émettrice);
v_1 la différence de potentiel enregistrée pendant la première mesure;
v_2 la différence de potentiel enregistrée pendant la seconde mesure.

Dans le cas du bilanmètre

$$1^{re} \text{ mesure} \rightarrow R_a - \varepsilon_1 \sigma T_1^4 \sin^2 \varphi_1 = K v_1$$
$$2^{e} \text{ mesure} \rightarrow R_a - \varepsilon_2 \sigma T_2^4 \sin^2 \varphi_1 = K v_2$$

d'où

$$K = \sigma \frac{(\varepsilon_1 T_1^4 - \varepsilon_2 T_2^4) \sin^2 \varphi_1}{v_2 - v_1}.$$

Dans le cas du radiomètre, les températures des plaques réceptrices T_{p_1} et T_{p_2} interviennent et

$$K = \frac{\sigma (\varepsilon_1 T_1^4 - \varepsilon_2 T_2^4) \sin^2 \varphi_1 - \sigma (T_{p1}^4 - T_{p2}^4)}{v_2 - v_1}.$$

c) *Résultats.*

Etalonnage du radiomètre à ventilation Beckman.

L'expérience montre que, excepté sur le pourtour (jusqu'à 1 ou 2 cm du bord) la température de la surface chaude reste constante à $\pm$ 0,5 °C près.

Les valeurs trouvées dans l'expérience du 20 février 1961 sont :

$T_1 = 86{,}5$ °C $\quad \varepsilon_1 = 99$ % (en admettant que le pouvoir émissif de l'Optical Black Lacquer est 98 %)
$T_2 = 20{,}0$ °C $\quad \varepsilon_2 = 1$ (puisque la surface 2 est à la température ambiante)
$T_{p_1} = 21{,}5$ °C $\quad T_{p_2} = 20{,}5$ °C

Diamètre de la surface émettrice : $d = 30$ cm.

Distance de la surface réceptrice à la surface émettrice : $l = 16{,}5$ cm.
$\sin^2 \varphi_1 = 0{,}4525$.
$v_1 - v_2 = 3{,}2$ mV.

On en déduit :

$$K = 0{,}102 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ mV}^{-1}.$$

d) *Précision de la mesure.*

On peut admettre que $v_1 - v_2$ est connu avec une précision de $\frac{1}{100}$. Une erreur de $\pm$ 1,5 mm sur la détermination de l et de d conduit à une erreur relative de 1 % sur la détermination de K

d = diamètre de la surface émettrice
l = distance entre les surfaces émettrices et réceptrices.

On peut admettre que la température T_2 de la surface froide est mesurée avec une précision de $\pm$ 0,1 °C.

L'erreur principale provient de la détermination de T_1.

Une erreur de $\pm$ 1 °C sur la valeur de T_1 conduit à une erreur relative de 2 % sur la valeur de K.

Une erreur de 1,5 % sur le pouvoir émissif ε_1 conduit à une erreur relative de 2,5 % sur la valeur de K.

On peut encore examiner l'effet de bord de la surface chaude. La température T_1 de la surface émettrice reste constante à 0,5 °C près, à l'intérieur d'un cercle de 13 cm de rayon. Elle diminue ensuite et s'abaisse de 3 °C à 4 °C lorsqu'on se trouve à 15 cm du centre. Soit donc T_1 la température du disque central (rayon : 13 cm) et $2\varphi_2$ l'angle sous lequel est vu ce disque depuis le centre de la surface réceptrice. Soit $T_1 - \theta$ la température moyenne de la couronne circulaire comprise entre les cercles de rayons 13 et 15 cm.

L'expression de K est alors

$$K = \frac{\sigma(\varepsilon_1 T_1^4 - T_2^4)\sin^2\varphi_1 - 4\sigma T_1^3 \theta(\sin^2\varphi_1 - \sin^2\varphi_2) - \sigma(T_{p1}^4 - T_{p2}^4)}{v_1 - v_2}$$

Le terme correctif est représenté par

$$4\sigma T_1^3 \theta(\sin^2\varphi_1 - \sin^2\varphi_2)$$

avec $\sin^2\varphi_1 = 0{,}4525$ $\sin^2\varphi_2 = 0{,}3830$ $T_1 = 359°$ K

La valeur de ce terme correctif représente

$\frac{0{,}5}{100}$ de la valeur de K si $\theta = 2$ °C

$\frac{1}{100}$ de la valeur de K si $\theta = 4$ °C.

On peut donc conclure, ici encore, que la valeur absolue du coefficient d'étalonnage K est connue avec une précision de 5 % environ.

12.2.3. — *Etalonnage avec une lampe à ruban de tungstène*

L'énergie émise par la lampe à ruban de tungstène est en grande partie contenue dans le domaine des radiations visibles et de plus, il est difficile d'évaluer avec précision cette énergie. Aussi, cette méthode ne permet pas de mesurer avec une meilleure précision le coefficient d'étalonnage K, et la valeur de K obtenue est plutôt valable pour le rayonnement solaire.

Néanmoins cette méthode est la plus pratique lorsqu'on veut vérifier la constance du coefficient d'étalonnage.

Les lampes étalon à ruban de tungstène fournies dans le commerce sont caractérisées par leur température de couleur .La température de radiation, ainsi que la surface apparente du ruban sont très difficiles à définir car le rayonnement du ruban n'est pas seul à intervenir. En effet le verre de l'ampoule absorbe une partie du rayonnement émis par le ruban de tungstène, s'échauffe et émet son propre rayonnement.

Pour évaluer l'énergie envoyée par une lampe à ruban de tungstène sur une surface placée à une certaine distance de la lampe, on est amené à mesurer cette énergie au moyen d'une pile thermoélectrique préalablement étalonnée à l'aide d'un pyrhéliomètre, et on retrouve toutes les causes d'erreurs signalées précédemment.

Cependant, les caractéristiques de cette lampe étant très constantes, on a étalonné la lampe à ruban de tungstène pour un courant $i = 11$ ampères avec une pile réceptrice placée à 2 mètres de la lampe.

Les coefficients d'étalonnage des différents appareils sont ainsi comparés entre eux, et leur constance peut être vérifiée périodiquement.

12.3. — Erreurs perturbant les mesures lorsque les radiomètres et les bilanmètres sont exposés à l'air

Il est évident que pendant les pluies, les indications des appareils n'ont plus aucun sens. Mais des erreurs moins grossières peuvent affecter les mesures.

Les principales sources d'erreurs sont :

— la convection due à l'échauffement des surfaces pendant la journée;
— le vent;
— les dépôts de rosée pendant la nuit.

12.3.1. — *Convection due à l'échauffement de la plaque vers le milieu de la journée*

Lorsque la différence de température entre les deux surfaces du bilanmètre devient supérieure à 2 °C environ, on observe une oscillation de la f. e. m. fournie par les thermocouples autour d'une valeur moyenne.

La figure 13.3 montre un enregistrement et les irrégularités de la réponse de l'appareil.

Cependant au milieu de la journée, l'intensité mesurée étant élevée, la valeur de K déterminée en prenant la valeur moyenne de K paraît constante à 1,5 % ou 2 % près. Cet effet est encore beaucoup plus accentué sur le radiomètre.

12.3.2. — *Vents*

La principale source d'erreurs dans les mesures faites avec les appareils à ventilation semble être l'effet du vent. Le radiomètre est beaucoup plus sensible au vent que le bilanmètre, à cause de la dissymétrie des deux faces.

Afin d'étudier l'influence du vent, une lampe alimentée par un courant régulé est placée à 1 mètre du radiomètre ventilé normalement.

Un courant d'air artificiel est réalisé. Le courant ainsi créé est dirigé parallèlement, puis perpendiculairement à la ventilation de l'appareil. La vitesse du courant d'air est mesurée par un petit anémomètre. Les variations de la réponse de l'appareil sont enregistrées. L'effet du vent est toujours de diminuer la f. e. m. mesurée aux bornes du radiomètre. Les résultats suivants ont été obtenus. La diminution de la réponse du radiomètre est indiquée en pourcentage.

On constate donc la grande sensibilité au vent du radiomètre lorsque le vent n'est pas parallèle à la ventilation artificielle de l'appareil.

	Vent parallèle à la ventilation de l'appareil et de même sens	Vent parallèle à la ventilation et de sens opposé	Vent perpendiculaire à la ventilation de l'appareil
Vitesse = 2 m/sec	1 %	1 %	1,5 %
Vitesse = 6 m/sec	1,2 %	3 %	4 %

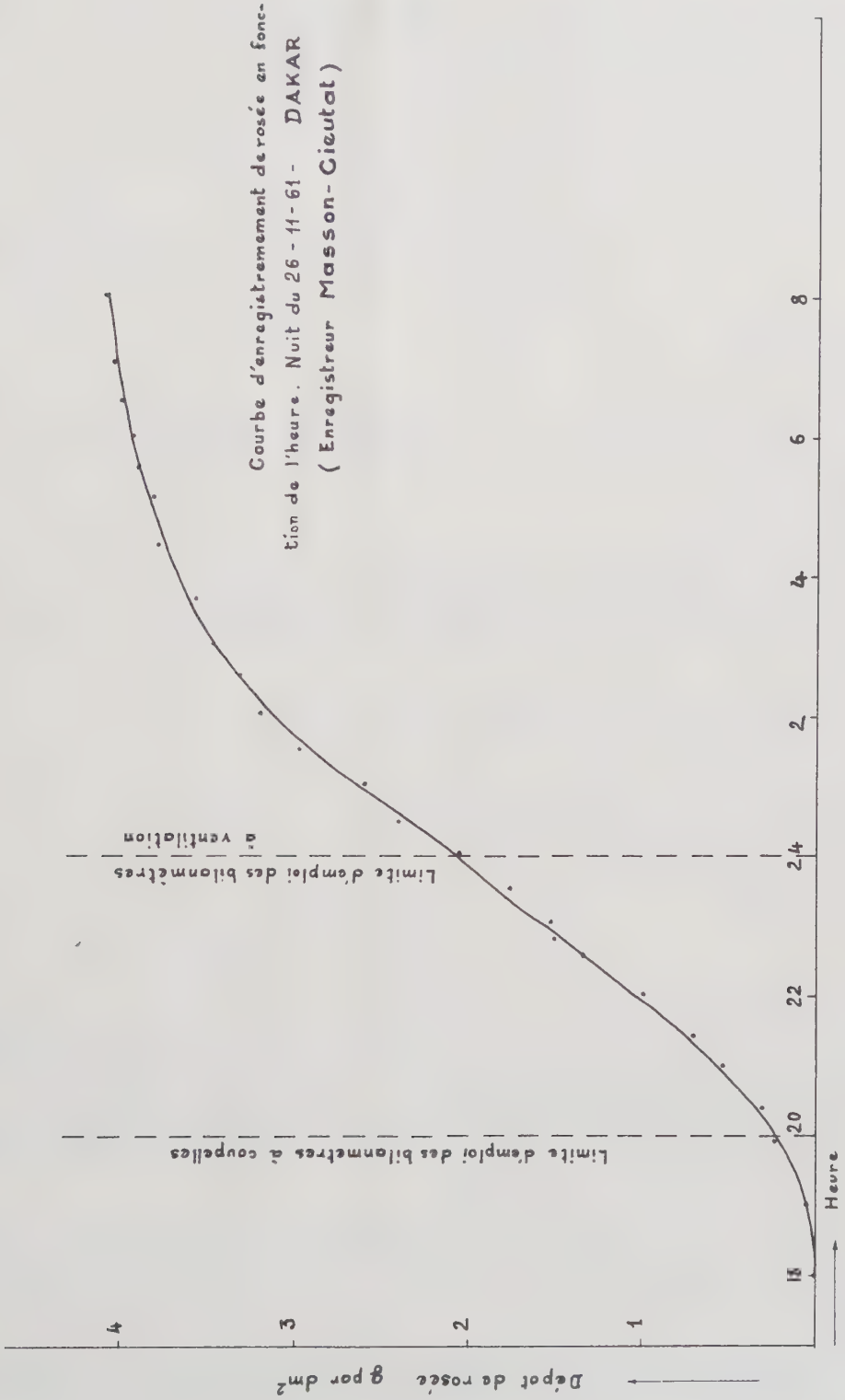


FIG. 12.6. — Limites d'emploi des bilanmèters dues au dépôt de rosée.

Il faut prendre soin d'orienter l'appareil de telle sorte que la ventilation artificielle soit parallèle au vent dominant. Le radiomètre a été utilisé uniquement pour des mesures nocturnes et à Dakar, en saison sèche, le vent au sol a toujours — à peu de chose près — la même direction. De plus dans ce travail, seules ont été retenues les mesures faites avec un vent inférieur à 4 m/sec.

Le bilanmètre est moins influencé que le radiomètre. Les résultats suivants ont été obtenus. Les diminutions de la réponse du bilanmètre sont indiquées en pourcentage.

	Vent parallèle à la ventilation et de même sens	Vent parallèle et de sens opposé	Vent perpendiculaire à la ventilation de l'appareil
Vitesse = 2 m/sec	1 %	1 %	1 %
Vitesse = 6 m/sec	1 %	1,2 %	2,7 %

En conséquence le bilanmètre doit également être orienté parallèlement au vent. Dans ces conditions, on peut admettre que ses indications sont correctes jusqu'à des vents de 7 à 8 m/sec.

Le bilanmètre à coupelles protectrices.

La réponse du bilanmètre à coupelles de lupolène diminue lorsqu'on passe d'une ventilation nulle à une ventilation de 1 à 2 m/sec.

Le bilanmètre étant placé dans une pièce fermée, on constate que la f. e. m. mesurée aux bornes de l'appareil diminue de 2 à 3 % lorsqu'on crée un courant d'air artificiel de 1 à 2 m/sec.

Si l'on augmente ensuite la ventilation, la f. e. m. mesurée reste constante jusqu'à des vitesses de ventilation de l'ordre de 6 à 7 m/sec.

Ainsi les appareils à coupelles protectrices sont beaucoup moins affectés par les variations du vent que les appareils à ventilation.

Mais lorsqu'on étalonne des appareils à coupelles protectrices en laboratoire, il faut prendre soin de les ventiler légèrement.

12.3.3. — La rosée

Les dépôts de rosée nuisent considérablement à la précision des mesures de bilan.

C'est un des gros inconvénients des bilanmètres à coupelles de lupolène ou à disques de K R S 5 pour les mesures nocturnes à Dakar.

A ce point de vue, l'appareil à ventilation présente un avantage certain tant que le dépôt de rosée n'est pas supérieur à 2 g par dm^2 et par nuit. Au delà, la ventilation n'est plus suffisante pour empêcher la condensation.

Pendant la nuit, un enregistreur de rosée est placé à proximité des appareils. Il n'est pas tenu compte des indications des bilanmètres à coupelles protectrices quand la courbe de rosée indique un dépôt supérieur à 0,2 g par dm^2 et il n'est pas tenu compte des indications du bilanmètre à ventilation quand la courbe de rosée indique un dépôt supérieur à 2 g par dm^2.

La figure 12.6 montre un enregistrement au cours d'une nuit où la rosée est particulièrement abondante. Même lorsque la rosée est moins abondante, les appareils à coupelles protectrices sont rarement utilisables dans la seconde partie de la nuit.

CHAPITRE XIII

MESURES AU SOL

Les mesures effectuées au sol sont :

a) des mesures de flux de rayonnement atmosphérique descendant pendant la nuit;
b) des mesures de bilans de rayonnement.

Ces dernières comportent :

— des mesures de bilans de rayonnement nocturne au-dessus de sols de nature différentes à des températures différentes
— des enregistrements continus (de jour et de nuit) de bilans de rayonnement.

13.1. — **Mesures de flux de rayonnement descendant**

13.1.1. — ***Dispositif de mesures***

Le flux de rayonnement atmosphérique est mesuré avec un radiomètre à ventilation Beckman et Whitley. Les indications sont enregistrées sur un enregistreur potentiométrique Meci (type Speedomax). La température de la plaque sensible, mesurée par thermocouple, est également enregistrée.

Seules ont été retenues les mesures effectuées avec un vent au sol inférieur à 4 m/sec. Les périodes de rosée trop abondante ont également été éliminées (cf. chapitre 12).

La constance du coefficient d'étalonnage est virifiée périodiquement. Même si le coefficient d'étalonnage n'est connu qu'à 5 % en valeur absolue, on peut admettre que, en valeur relative, des comparaisons peuvent être effectuées avec une précision de 2 %.

13.1.2. — ***Mesures par temps clair***

A) *Objet des mesures — Conditions climatologiques requises*

Une série de mesures a été effectuée par ciel très clair et les valeurs trouvées ont été comparées aux valeurs théoriques calculées. Les mesures sont effectuées entre 23 heures et 24 heures et la valeur adoptée est la moyenne des valeurs enregistrées pendant cet intervalle de temps. Par une nuit claire, la variation maximum du flux enregistré entre

23 heures et 24 heures ne dépasse pas 2 % de sa valeur, variation à peine supérieure à la précision avec laquelle le flux est défini. Le radiosondage de minuit permet de connaître la structure de l'atmosphère.

On a essayé de grouper les résultats par type de temps, mais les conditions précédemment imposées pour la validité des mesures limitent les possibilités.

Toutes les mesures ont été effectuées en saison sèche, puisque pendant la saison des pluies le ciel est toujours nuageux. En période d'alizé beaucoup de résultats se trouvent éliminés, car le vent au sol dépasse presque toujours 5 m/sec. De plus, la rosée est souvent supérieure à 2 g par dm^2 et par nuit. Des systèmes nuageux se forment fréquemment aux environs de 4 000 mètres.

En définitive, les comparaisons ont été effectuées dans les cas suivants :

En janvier, avec alizé, lorsqu'une mince zone d'harmattan sépare les vents d'Ouest de la couche d'alizé. La structure de l'atmosphère est alors représentée approximativement par la figure 2.8 de la Première Partie (Circulation dans la basse atmosphère et inversions de température à Dakar).

En période d'harmattan.

La structure de l'atmosphère est alors approximativement représentée par les figures 2.9 et 2.12 de la Première Partie. La nuit, l'épaisseur d'alizé (couche humide), pénétrant sous l'harmattant ne dépase pas 80 ou 100 mètres. Les masses d'air situées entre 250 et 2 500 mètres sont toujours sèches. Il arrive que toute la troposphère soit très sèche, mais une zone plus humide correspondant à des vents d'Ouest ou du Sud apparaît parfois aux environs de 4 000 mètres.

Au cours de la période des inversions intenses de température en avril et mai.

La structure de la basse troposphère est approximativement représentée par les figures 2.16 et 2.17 de la Première Partie. Les alizés sont très affaiblis et surmontés par une couche de vent d'Est. La couche humide peut atteindre une épaisseur de 200 à 300 mètres. Le sommet de l'inversion de température se trouve encore dans la zone d'alizés et la couche chaude est beaucoup moins sèche qu'en période d'harmattan. L'humidité relative de la couche chaude varie de 10 à 40 %.

Une seule mesure a pu être effectuée en juin avec mousson.

Le vent au sol vient du Sud-Ouest et cette masse d'air du Sud a une épaisseur de 700 mètres environ. Il n'y a pas d'inversion de température et l'humidité monte dans toute la troposphère.

B) *Résultats*

Les résultats des mesures et des calculs sont groupés dans le tableau I.

Les flux sont calculés par trois méthodes : les abaques d'Elsasser, les abaques de Yamamoto et les tables numériques d'Elsasser.

Dans ces trois méthodes, pour tenir compte de l'effet de pression sur l'absorption, on a pris comme épaisseur effective de vapeur d'eau :

$$u_{\text{eff.}} = u_{\text{reel}} \times \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

Dans l'utilisation des abaques de Yamamoto et des tables numériques d'Elsasser, la correction concernant la superposition des bandes d'absorption du gaz carbonique et de la vapeur d'eau a été effectuée. Les épaisseurs effectives de gaz carbonique sont celles indiquées dans le chapitre 8 — Deuxième Partie (Tableau 4) — Dans le tableau 1 ont été également notées : la température et l'humidité relative au sol, l'épaisseur effective de vapeur d'eau traversée, la visibilité horizontale. Etant donné l'importance des inver-

TABLEAU I

	DATE Année 1961	Température au sol °C	Humidité relative au sol	u effectif $g\ cm^{-2}$	Visibilité horizontale en mètres	Sommet inversion de température		Flux mesuré $cal.cm^{-2}mn^{-1}$	Flux calculé $cal.\ cm^{-2}\ mn^{-1}$			Flux mesuré — Flux calculé / Flux mesuré		Flux mesuré — Flux calculé / Flux mesuré
						Altitude mètres	Température °C		Elsasser 42	Yamamoto	Elsasser 60	Elsasser 42		Yamamoto
Alizé	17 janvier	18,0	83 %	1,26	15 000	300	24,0	0,454	0,469	0,448		— 3,2 %		+ 1,3 %
	26 janvier	16,8	97 %	1,05	20 000	500	21,5	0,450	0,468	0,446	0,330	— 4,0 %		+ 1,0 %
Harmattan	30 janvier	18,6	53 %	0,69	20 000	120	23,5	0,436	0,451	0,433	0,380	— 3,4 %		+ 0,7 %
	31 janvier	15,8	95 %	0,57	15 000	250	21,4	0,432	0,427	0,408	0,340	+ 1,2 %		+ 6,0 %
	10 février	19,5	88 %	0,84	15 000	250	28,0	0,455	0,470	0,455	0,335	— 2,2 %		+ 1,1 %
	15 février	19,8	83 %	1,00	20 000	200	27,0	0,454	0,481	0,467	0,400	— 6,0 %		— 1,6 %
	16 février	19,6	70 %	0,70	20 000	250	26,5	0,445	0,462	0,446	0,387	— 4,0 %		— 0,2 %
	17 février	19,5	75 %	0,78	12 000	250	28,0	0,448	0,466	0,452	0,392	— 4,1 %		— 0,8 %
Fortes inversions de température Avril-Mai	26 avril	20,5	97 %	1,17	5 000	600	28,0	0,492	0,490	0,472	0,405	+ 0,4 %		+ 4,1 %
	27 avril	22,0	95 %	1,17	5 000	800	29,0	0,492	0,495	0,476	0,406	+ 0,6 %		+ 3,5 %
	5 mai	21,5	92 %	2,36	20 000	400	28,0	0,523	0,515	0,498	0,445	+ 1,6 %		+ 4,8 %
	7 mai	21,0	92 %	1,68	15 000	1.000	26,0	0,495	0,500	0,480	0,416	— 1,0 %		+ 3,0 %
	11 mai	22,0	92 %	1,22	15 000	500	28,5	0,500	0,495	0,475	0,403	+ 1,0 %		+ 5,0 %
	13 mai	23,0	90 %	2,01	12 000	500	31,0	0,540	0,530	0,515		+ 2,0 %		+ 5,0 %
	14 mai	23,0	72 %	1,82	12 000	500	32,0	0,505	0,531	0,517		— 5,2 %		— 2,3 %
	15 mai	21,0	90 %	1,49	12 000	300	26,0	0,480	0,500	0,485	0,421	— 4,2 %		— 1,0 %
	19 mai	23,5	95 %	2,60	12 000	500	29,0	0,557	0,540	0,525		+ 3,5 %		+ 5,8 %
	20 mai	23,0	100 %	1,13	15 000	150	30,0	0,530	0,505	0,486		+ 4,7 %		+ 8,3 %
Mousson Juin	16 juin	27,5	87 %	2,91	10 000	Pas d'inversion		0,573	0,552	0,530		+ 4,5 %		+ 7,5 %

sions de température, l'altitude et la température du sommet de l'inversion figurent aussi dans le tableau. La base est au sol ou près du sol.

Le tableau 1 donne aussi l'écart pour cent entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées par les abaques d'Elsasser et par les abaques de Yamamoto.

C) *Analyse des résultats*

L'analyse des résultats montre que :

a) *Les flux calculés par les tables numériques* d'Elsasser (1960) *sont beaucoup plus faibles que les flux calculés par les deux autres méthodes.* Ils sont inférieurs de 13 % en moyenne aux flux calculés par les abaques de Yamamoto, et inféférieurs de 17 % en moyenne aux flux calculés par les abaques d'Elsasser (1942).

b) *Les flux calculés par les abaques d'*Elsasser (1942) sont en moyenne supérieurs de 4 % aux flux calculés par les abaques de Yamamoto.

6) *Les flux mesurés sont assez voisins des flux calculés par les abaques d'*Elsasser *ou de* Yamamoto, donc beaucoup plus forts que les flux calculés par les tables numériques d'Elsasser (1960).

Cependant les variations des flux mesurés pour différentes nuits semblent plus grandes que celles des flux caclulés. Les valeurs mesurées sont moins étroitement liées au contenu total de l'atmosphère en vapeur d'eau et plus dépendantes des conditions au voisinage immédiat du sol.

d) *Les conclusions tirées des comparaisons entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées diffèrent selon l'état de la basse troposphère.*

— *En période d'harmattan* (30 janvier au 17 février 1961) les valeurs des flux mesurés sont sensiblement celles trouvées par les abaques de Yamamoto. Si l'on excepte la mesure du 31 janvier, les valeurs mesurées sont égales aux valeurs calculées par les abaques de Yamamoto à 1 % près environ. Cette précision est supérieure à la précision attendue de l'appareil.

— *En avril-mai* l'atmosphère est beaucoup plus humide, et dans l'ensemble les flux mesurés sont nettement supérieurs aux flux calculés par les trois méthodes. Ils sont supérieurs de 2 % en moyenne aux flux calculés par les abaques d'Elsasser, et de 7 % en moyenne aux flux calculés par les abaques de Yamamoto. Mais les résultats sont beaucoup plus dispersés qu'au cours de la période précédente. Les 14 et 15 mai, les valeurs mesurées sont très voisines des valeurs calculées par les abaques de Yamamoto. Le 20 mai, on trouve au contraire un flux beeaucoup plus élevé, supérieur de 9 % environ à celui calculé par les abaques de Yamamoto, et de 4 % à celui calculé par les abaques d'Elsasser.

— La mesure effectuée en juin, par atmosphère très humide donne également une valeur élevée du flux, supérieure d'environ 4 % à la valeur calculée par les abaques d'Elsasser, et de 9 % à celle calculée par les abaques de Yamamoto.

D) *Comparaison avec des résultats obtenus en d'autres régions*

Il serait intéressant de comparer les résultats obtenus à Dakar avec des observations effectuées en d'autres régions. Malheureusement, il existe fort peu de publications concernant la comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux, et lorsque ces publications existent, on ne trouve généralement pas assez de détails sur l'état de l'atmosphère au moment des mesures. De plus, primitivement, les abaques d'Elsasser étaient utilisées en prenant comme épaisseur effective

$$u_{\text{eff.}} = u\sqrt{\frac{p}{p_0}} \qquad \text{et non} \qquad u_{\text{eff.}} = u\frac{p}{p_0}.$$

Ainsi l'épaisseur effective, et par conséquent les flux de rayonnement au sol avaient des valeurs plus élevées de 1 à 2 %.

Otani (1958) [63] a effectué des séries de mesures de rayonnement atmosphérique avec un actinomètre Linke-Feussner. Il trouve que, par temps clair, les flux mesurés correspondent très exactement aux flux calculés par les abaques de Yamamoto. Les exemples donnés concernent des flux de l'ordre de 0,360 cal. min^{-1} cm^{-2}. Ils se rapportent donc à une atmosphère sèche et froide au voisinage du sol.

Des séries de comparaisons effectuées par Farid F. Abraham (Arizona) [1] montrent que les flux de rayonnement atmosphérique mesurés au moyen d'un radiomètre Beckman à ventilation, sont en moyenne inférieurs de 6 % aux flux calculés par les abaques d'Elsasser (telles que nous les avons utilisées). Mais en examinant le tableau de résultats, on s'aperçoit que les flux mesurés sont supérieurs aux flux calculés par les abaques d'Elsasser de 2 % environ pour des flux compris entre 0,520 et 0,540 cal. cm^{-2} $min.^{-1}$. Par contre, ils sont inférieurs de 5 % environ aux flux calculés par ces mêmes abaques pour des flux compris entre 0,400 et 0,480 cal. cm^{-2} $min.^{-1}$. Ces observations coïncident assez bien avec les nôtres.

Le même auteur a effectué des mesures avec un radiomètre Suomi [78] (à feuilles de lupolène). La comparaison des valeurs mesurées par le radiomètre Suomi et calculées par les abaques d'Elsasser conduit aux conclusions suivantes : les valeurs mesurées sont supérieures de 5 % environ aux valeurs calculées pour les flux supérieurs à 0,500 cal. cm^{-2} $min.^{-1}$, et sensiblement égales aux valeurs calculées pour des flux compris entre 0,400 et 0,450 cal. cm^{-2} $min.^{-1}$.

Robinson avait trouvé que la différence entre les valeurs mesurées avec un actinomètre Linke-Feussner, et les valeurs calculées par les abaques de Kew diminuait lorsque le flux atmosphérique augmentait. Donc, quels que soient les appareils et les abaques utilisées, la plupart des observateurs ont été conduits à la conclusion suivante : *la différence entre les valeurs calculées et mesurées n'est pas constante et dépend de la valeur du flux étudié.*

On peut conclure : Une même abaque ne donne pas de bonnes concordances avec les mesures à la fois pour une atmosphère sèche et pour une atmosphère humide.

E) *Conclusion*

a) *Valeurs absolues des flux mesurés.*

Les mesures effectuées au radiomètre ne permettent pas d'espérer une précision supérieure à 4 ou 5 % dans l'évaluation des flux en valeur absolue.

Il n'est pas possible d'affirmer par exemple, que les abaques de Yamamoto fournissent des valeurs plus exactes que les abaques d'Elsasser. Par contre, les tables numériques d'Elsasser semblent donner des valeurs nettement trop faibles. Pour faire coïncider les valeurs mesurées avec les valeurs calculées par ces tables, il faudrait admettre une erreur systématique de l'ordre de 15 % dans l'étalonnage du radiomètre, ce qui paraît peu admissible.

Cette constatation paraît assez surprenante, puisque les tables d'Elsasser ont été construites, comme nous l'avons vu, en utilisant les résultats d'études spectroscopiques infrarouges établis au cours de ces dernières années. Si les fonctions de transmissions calculées pour le gaz carbonique et la vapeur d'eau sont exactes, il faudrait alors admettre que 10 ou 15 % du flux descendant a une autre origine que l'émission de vapeur d'eau et du gaz carbonique. On ne voit pas quelle serait l'origine de cette radiation additionnelle. Son intensité en tout cas ne paraît pas d'un ordre de grandeur comparable aux intensités des radiations atmosphériques habituellement considérées.

b) *Valeurs relatives des flux mesurés.*

Le coefficient d'étalonnage restant constant à 1,5 ou 2 % près, il est possible de comparer les variations des flux calculés et mesurés.

Si l'on fait coïncider les flux mesurés avec les flux calculés par un type d'abaque pour un certain groupe de valeurs, la coïncidence — on l'a vu — n'existe plus pour des flux plus faibles ou plus forts. D'autre part les résultats, très réguliers en régime d'harmattan, sont dispersés lorsque la troposphère est humide, et les valeurs mesurées sont beaucoup plus fortes que les valeurs calculées lorsque la troposphère est très humide.

Plusieurs explications pourraient être proposées :

1° *On peut tout d'abord suspecter l'exactitude du radiosondage.*

La pression et la température sont connues avec une précision suffisante, mais les erreurs d'appréciation d'humidité sont fréquentes. Ces erreurs peuvent donc fausser les valeurs calculées au moyen des abaques.

Les erreurs d'appréciation d'humidité se produisent principalement lorsque la radiosonde, après avoir traversé une couche sèche, revient dans une couche humide. Dans ce cas, à cause de son inertie et de son hystérésis, l'élément hygrométrique indique une humidité relative inférieure à l'humidité réelle.

Considérons par exemple les mesures du 11 mai. L'humidité relative après s'être abaissée à 10 % entre 300 et 2 000 mètres, remonte à 40 % à 3 000 mètres, puis redescend à 10 % à partir de 6 000 mètres. L'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue dans l'air est 1,216 g cm^{-2}, mais 0,522 g cm^{-2} sont contenus dans les 1 000 premières mètres, et 0,919 g cm^{-2} sont contenus entre le sol et 3 000 mètres. Supposons une erreur de 100 % sur les indications de la radiosonde à partir de 3 000 mètres. L'épaisseur totale de vapeur d'eau sera augmentée de 0,18 g cm^{-2}. Dans les calculs cette augmentation d'humidité se traduira par une augmentation de flux de 1,6 %. Donc, des erreurs de 100 % sur l'humidité au delà de 700 mb modifient peu les valeurs du flux au sol. L'importance relative de l'humidité en altitude est d'autant plus faible que les basses couches sont plus humides. Les valeurs des flux au sol sont essentiellement déterminées par les quantités de vapeur d'eau contenues dans la couche humide voisine du sol et dans la couche chaude qui lui succède, c'est-à-dire dans les 2 ou 3 premiers kilomètres de l'atmosphère. Or, dans ces régions, sauf erreur accidentelle, on peut admettre que l'humidité relative est connue à 10 % près environ. Une erreur systématique de 10 % sur l'humidité relative entre le sol et 2 000 mètres introduit une erreur de 2 % sur le flux.

On voit donc que les erreurs psychrométriques courantes pourraient expliquer des écarts de l'ordre de 2 %, mais sont insuffisantes pour expliquer les écarts réellement observés.

De plus, il n'y a pas de raison pour que les imprécisions des radiosondages modifient les résultats de mai et soient sans influence sensible sur ceux de février.

2° *Erreur d'appréciation de la nébulosité.*

Il est possible que, même par temps clair, des nuages difficiles à déceler la nuit existent. Mais nous verrons que dans le cas de nuages à une altitude supérieure à 5 000 mètres, une nébulosité égale à 2 ne modifie pas sensiblement les indications du radiomètre. Il est donc difficile d'admettre que de tels nuages, non visibles, modifient sensiblement le flux au sol.

Par contre, l'importance des nuages situés entre 2 000 mètres et 3 500 mètres, est beaucoup plus grande. C'est peut-être une des raisons qui expliquent l'irrégularité des valeurs trouvées en mai. En effet, au cours de la période d'harmattan de février, les nuits sont généralement claires jusqu'au matin et, si des nuages se forment, c'est à une altitude supérieure à 4 000 mètres.

En mai au contraire, il arrive fréquemment que la première moitié de la nuit soit claire et que des nuages apparaissent vers le matin. Ces nuages sont beaucoup plus bas qu'en février. Ils se forment souvent entre 2 500 et 3 500 mètres. Il se peut que, avant

la formation de nuages visibles, des gouttelettes d'eau en suspension dans l'atmosphère augmentent son rayonnement.

De plus en mai et juin, une brume plus ou moins dense se forme souvent vers 3 heures du matin, dans la première centaine de mètres au-dessus du sol. Cette formation de nuages ou de brume expliquerait non seulement la dispersion des résultats, mais aussi l'augmentation anormale de l'intensité des flux mesurés en mai et juin.

3° *Influence de la couche humide voisine du sol.*

Les différentes abaques considèrent uniquement l'absorption moléculaire.

Il est possible que les grosses particules et les gouttelettes d'eau en suspension dans l'atmosphère jouent un rôle plus important qu'on ne l'admet en général. Elles peuvent augmenter le flux descendant au sol d'une part, en émettant un rayonnement dans la région de transparence de l'atmosphère, d'autre part en diffusant les rayonnements ascendants et descendants.

L'examen du tableau 1 montre que, pour un même contenu de l'atmosphère en vapeur d'eau, les mesures anormalement élevées correspondent généralement à de fortes humidités au sol. En mai, les deux résultats comparables à ceux de février correspondent aux nuits (14, 15 mai) où l'humidité relative au sol est minimum.

D'autre part une inversion de température permanente isole de l'atmosphère libre la couche adjacente au sol. Il y a donc accumulation de poussières dans cette couche et lorsque l'humidité relative est suffisante, ces poussières se recouvrent d'une pellicule d'eau. Or on sait que, en mai, l'inversion est permanente et son sommet est beaucoup plus élevé qu'en février. On pourrait tenter d'expliquer ainsi l'augmentation relative de flux observée et également l'irrégularité des écarts entre valeurs observées et calculées. En effet l'augmentation de flux due à des particules en suspension est très variable d'un jour à l'autre.

4° *Validité des abaques.*

On pourrait enfin suspecter l'exactitude des valeurs fournies par les abaques.

En règle générale, les écarts entre les flux de rayonnement élevés et les flux moyens sont plus grands pour les mesures que pour les calculs; on pourrait penser que la loi de variation de la fonction de transmission $\tau_f(u)$ avec u est incorrecte.

Il est possible que le fait de prendre pour la courbe $\tau_f(u) = f(u)$ une courbe moyenne et de conserver cette même loi de variation quelle que soit la longueur d'onde envisagée soit une source d'erreur.

On a vu aussi dans la Deuxième Partie que le calcul de $\tau_f(u)$ pour un flux à partir de $\tau(u)$ pour un pinceau étroit en utilisant un même facteur de conversion quelle que soit la valeur de u pouvait introduire dans certains cas des erreurs de quelques pour cent.

Enfin l'influence de la pression et de la température sur la largeur des raies d'absorption n'a jamais été complètement élucidée. Cependant, pour les valeurs des flux au sol, cette correciton ne peut pas beaucoup fausser les résultats puisque le flux au sol est essentiellement déterminé par l'humidité des trois premiers kilomètres.

13.1.3. — *Mesures par ciel nuageux*

La présence des nuages augmente fortement le rayonnement atmosphérique.

Dans les régions tropicales, par convention, on appelle

— nuages élevés, les nuages situés entre 6 km et 18 km;

— nuages moyens, les nuages situés entre 2 km et 6 km;

— nuages bas, les nuages situés entre la surface du globe et 2 km.

La nébulosité est évaluée en octas. Un ciel complètement couvert se chiffre par 8, l'indice 4 correspond à une voûte céleste dont les nuages occupent la moitié.

a) *Les nuages élevés* modifient peu le rayonnement nocturne de l'atmosphère. En effet les nuages élevés sont constitués par des cristaux de glace et l'on ne peut admettre qu'ils rayonnent comme des corps noirs, même sous plusieurs kilomètres d'épaisseur.

De plus ils sont situés au delà de 6 km, c'est-à-dire dans des régions où la température est inférieure à — 15 °C. Enfin la surface couverte par les nuages élevés est généralement faible.

Il est fréquent de trouver des nébulosités égales à 2 ou 3 qui ne modifient pratiquement pas le rayonnement au sol. En pratique l'effet de tels nuages ne peut être mis en évidence avec le radiomètre.

b) *Les nuages moyens et bas.* Les nuages moyens et bas par contre augmentent très sensiblement le rayonnement atmosphérique. L'effet de la couche nuageuse est d'autant plus accentuée que sa base est plus près du sol.

Le tableau II est relatif à la période du 1er au 15 février 1961. Au cours de cette période, l'harmattan occupe la basse troposphère et on a vu que par ciel clair les valeurs des flux mesurés correspondaient assez bien aux valeurs des flux calculés par les abaques de Yamamoto. Afin de mettre en évidence l'influence des nuages, on donne tout d'abord la valeur des flux de rayonnement par une nuit claire. On donne ensuite la valeur de ces flux au cours de deux nuits où le ciel est partiellement couvert par des nuages moyens, et au cours de deux nuits où le ciel est complètement couvert. Les flux ont été calculés à l'aide des abaques de Yamamoto par ciel clair et par ciel couvert. Dans ce dernier cas, le calcul a été effectué en supposant que les nuages rayonnaient comme des corps noirs à la température de l'atmosphère.

Le tableau III relatif au mois de juin 1961, se rapporte à des atmosphères très humides. L'épaisseur effective d'eau contenue dans l'atmosphère est voisine de $u = 3$ g. cm^{-2}. On a vu que dans ce cas les valeurs des flux mesurés par ciel clair sont plus voisines des valeurs calculées par les abaques d'Elsasser que des valeurs calculées par les abaques de Yamamoto. Pour cette raison les valeurs figurant dans le tableau III sont calculées à l'aide des abaques d'Elsasser.

On trouve les valeurs des flux de rayonnement avec un ciel clair, avec un ciel partiellement couvert par des nuages moyens, avec un ciel partiellement ou totalement couvert par des nuages bas.

Comparaison des résultats.

Dans le cas de nébulosité partielle, il n'est pas possible de tenir compte théoriquement de l'effet des nuages. De plus, la nébulosité et la position des nuages changent continuellement de sorte que le flux mesuré est très variable.

Lorsqu'il s'agit de nuages moyens, une nébulosité totale elle-même est difficile à introduire dans les calculs. En effets l'altitude et la température de la base des nuages, ainsi que l'épaisseur de la couche nuageuse ne sont connues qu'approximativement.

L'examen du tableau II nous amène cependant aux constatations suivantes :

— les nuages situés entre 5 000 et 6 000 mètres accentuent d'une manière sensible le flux au sol seulement dans le cas où la nébulosité est au moins égale à 3 ou 4.

— alors que par temps clair les flux mesurés sont à peu près égaux aux flux calculés par les abaques de Yamamoto, par ciel complètement couvert les flux mesurés sont inférieurs de 6 % aux flux calculés. Ceci indiquerait donc que le rayonnement de la couche nuageuse est inférieur au rayonnement noir pris à la même température.

L'examen du tableau III permet de constater :

— par temps clair le flux mesuré est supérieur au flux calculé d'environ 4 %.

— par ciel complètement couvert par des nuages bas, le flux mesuré est supérieur seulement de 1,5 % au flux calculé. Cette différence correspond à peu près à la limite

Résultats des observations

Les tableaux II et III donnent les résultats de quelques observations.

TABLEAU II

Influence de la nébulosité sur le rayonnement atmosphérique nocturne

Nuages moyens — Février 1961

	FLUX MESURÉS cal. min^{-1} cm^{-2}						FLUX CALCULÉS cal. cm^{-2} min^{-1} par YAMAMOTO		
	Heure	20 h	22 h	24 h	2 h	4 h	entre 23 h et 24 h		
Nuit du 13 au 14 février	Nébulosité ..	0	0	0	0	0	Nébulosité ..	0	
	Flux mesuré.	0,450	0,451	0,447	0,446	0,447	Flux calculé .	0,450	
Nuit du 4 au 5 février	Nébulosité ..	CH = 2 CM = 3		CH = 2 CM = 2	Vers 5 500 m		Nébulosité ..	0	Ciel couvert à 5 500 m
	Flux mesuré.	0,480	0,468	0,470	0,472	0,470	Flux calculé .	0,465	0,546
Nuit du 7 au 8 février	Nébulosité ..	CM = 4	CM = 4	CM = 4	Vers 5 500 m		Nébulosité ..	0	Ciel couvert à 5 500 m
	Flux mesuré.	0,495	0,466	0,468	0,462		Flux calculé .	0,444	0,542
Nuit du 1er au 2 février	Nébulosité ..	CM = 8		CM = 8	Vers 4 000 m		Nébulosité ..		Ciel couvert à 4 000 m
	Flux mesuré.	0,535	0,530	0,540	0,542		Flux calculé .		0,570
Nuit du 31 janvier au 1er février	Nébulosité ..	CM = 0	CM = 7	CM = 8	Vers 5 000 m		Nébulosité ..		Ciel couvert à 5 000 m
	Flux mesuré.	0,448	0,504	0,510		0,480	Flux calculé .		0,542

TABLEAU III

Influence de la nébulosité sur le rayonnement atmosphérique nocturne

Nuages moyens et nuages bas — Juin 1961

	FLUX MESURÉS cal. min^{-1} cm^{-2}						FLUX CALCULÉS par les abaques d'ELSASSER		
	Heure	20 h	22 h	24 h	2 h	4 h	entre 23 h et 24 h		
Nuit du 15 au 16 juin	Nébulosité ..	0	0	0	0	0	Nébulosité ..	0	
	Flux mesuré.	0,560	0,574	0,573	0,576	Q,564	Flux calculé .	0,552	
Nuit du 8 au 9 juin	Nébulosité ..	CM = 2	CM = 6	CM = 6 aux environs de 5 000 m			Nébulosité ..	0	Couvert à 5 000 m
	Flux mesuré.	0,584	0,602	0,602	0,613	0,613	Flux calculé .	0,542	0,598
Nuit du 18 au 19 juin	Nébulosité ..	0	CL = 1	CL = 8 Base des nuages à 700 m Temp. + 20 °C	CL = 8		Nébulosité ..	0	Couvert Base nuage à 700 m
	Flux mesuré.	0,557	0,565	0,630	0,630	0,570	Flux calculé .	Q,540	0,620

de précision de l'appareil. Il est évident que, dans ce cas, les flux calculés par les différentes abaques sont sensiblement égaux. Le flux de rayonnement noir à 20 °C est 0,603 cal. cm^{-2} min^{-1}. Donc sur les 0,620 cal. cm^{-2} min^{-1} calculés, 0,603 proviennent de la base des nuages et 0,017 proviennent de l'émission de la couche humide située entre le sol et les nuages. Les 0,630 cal. cm^{-2} min^{-1} mesurés représentent à peu près le rayonnement noir à 24 °C.

La température de surface du sol est environ 26 °C. Il se peut que, du fait des réflexions successives entre le sol et la base des nuages, l'émission apparente des nuages soit supérieure à l'émission du corps noir pris à la même température.

13.2. — Pouvoir émissif et Pouvoir réflecteur des sols dans l'infrarouge

13.2.1. — *Influence du sol sur les mesures de bilan de rayonnement*

On sait que, du point de vue météorologique, la grandeur la plus importante à mesurer est le flux net de rayonnement. Mais lorsqu'on entreprend ces mesures, on constate de grandes différences selon le sol au-dessus duquel est placé le bilanmètre. Le rayonnement solaire est toujours partiellement réfléchi par le sol, et l'albédo peut varier dans de fortes proportions selon que l'on considère de l'eau, du sable ou du gazon.

Il semble que, dans l'infrarouge également, les sols possèdent un certain pouvoir réflecteur variable avec leur nature. Les mesures de bilan dépendent donc de la situation du bilanmètre pour les raisons suivantes :

a) le rayonnement ascendant provient en majeure partie de l'émission thermique du sol et la température de surface dépend beaucoup de la nature du sol considéré;

b) le pouvoir émissif du sol ε étant inférieur à 1, son pouvoir réflecteur est $1 - \varepsilon$, et ε dépend de la nature du sol considéré;

c) le vent a une influence considérable sur la température de surface et peut la faire varier très brusquement. Pendant la journée le vent tend à abaisser cette température. Pendant la nuit au contraire, le vent atténue le refroidissement du sol. Ainsi l'orientation et la situation de la surface au-dessus de laquelle est placé le bilanmètre ont une grande importance.

13.2.2. — *Comparaison du Pouvoir émissif d'un sol au Pouvoir émissif de l'eau*

On a vu au chapitre 9 — deuxième partie — que le pouvoir émissif d'une nappe d'eau liquide à 25 °C, pour les longueurs d'onde comprises entre 4 μ et 30 μ et dans un angle solide hémisphérique, était $\varepsilon = 91$ %.

Nous avons cherché à comparer le pouvoir émissif de différents sols au pouvoir émissif de l'eau. On sait que le flux de rayonnement net au-dessus d'un sol de pouvoir émissif ε est

$$N = \varepsilon (\sigma T^4 - D) \tag{13.1}$$

D étant le rayonnement descendant

Au-dessus d'un sol de pouvoir émissif ε' à la température T' le bilan est

$$N' = \varepsilon' (\sigma T'^4 - D) \tag{13.2}$$

Des équations 13.1 et 13.2 on tire

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon N'}{N - \sigma \varepsilon (T^4 - T'^4)} \tag{13.3}$$

Si ε est connu, et si l'on mesure T, T', N et N', on peut donc calculer ε'.

Il n'est pas nécessaire de mesurer séparément les rayonnements ascendants et descendants. On mesure les rayonnements nets N et N′ avec des bilanmètres.

Si un bilanmètre de référence est placé au-dessus d'une nappe d'eau, et plusieurs bilanmètres identiques au premier au-dessus de sols différents, la mesure de N, N′, N″ permet le calcul de ε, ε', ε''... Il est difficile de mesurer la valeur absolue de N avec une précision supérieure à 5 %. Mais les coefficients d'étalonnage des différents bilanmètres sont peu différents les uns des autres. Si tous les appareils sont étalonnés par rapport au bilanmètre de référence, l'erreur relative sur $\frac{N'}{N}$ est très inférieure à la somme des erreurs relatives sur N et N′.

13.2.3. — *Dispositif de mesures*

Les mesures sont effectuées par temps clair, au début de la nuit et en l'absence de rosée.

Les bilans de rayonnement sont mesurés avec des bilanmètres Schenk à coupelles de lupolène. Nous avons choisi cet appareil à cause de son faible encombrement et de la facilité de mise en place. On peut ainsi disposer simultanément plusieurs bilanmètres en différents endroits et enregistrer les indications sur un même diagramme.

Les bilanmètres étant utilisés dans des conditions très voisines, on peut espérer une précision convenable dans les mesures comparatives.

Pendant la nuit, la f.e.m. développée aux bornes de ces appareils est de l'ordre de 0,5 à 0,7 mV.

L'enregistrement est effectué sur un enregistreur potentiométrique Meci, donnant 0,1 mV par centimètre de diagramme. On peut donc mesurer la f.e.m. avec une erreur relative de 0,5 %. Il est inutile de chercher à augmenter la sensibilité du millivoltmètre, car la f.e.m. à mesurer n'est pas définie à plus de 1 %.

Le coefficient d'étalonnage du bilanmètre de référence est connu en valeur absolue. Il est égal à $K = 0{,}222$ cal. cm^{-2} min^{-1}.

Tous les bilanmètres sont d'abord placés côte à côte, et leurs coefficients d'étalonnage sont ainsi comparés.

Les coefficients K′, K″ des différents bilanmètres sont toujours très voisins de K. Ils n'en diffèrent que de quelques pour cent. Pendant 1/4 d'heure d'enregistrement les rapports $\frac{K'}{K}$, $\frac{K''}{K}$, $\frac{K'''}{K}$ restent constants à 1 % près.

Le bilanmètre de référence est ensuite placé au centre d'un bassin de 4 mètres sur 10, et la surface sensible est à 75 cm au-dessus de l'eau. Les autres bilanmètres sont placés à 75 cm au-dessus des sols à étudier.

La figure 13.1 montre un enregistrement effectué avec 3 bilanmètres. Ces appareils sont d'abord placés côte à côte sur le sable, puis l'un est placé au-dessus de l'eau, et un autre au-dessus d'une aire de béton. Les températures de surface sont mesurées avec des thermocouples. Quatre thermocouples sont placés sur chaque surface, et on prend la moyenne des valeurs indiquées. La température de surface de l'eau est prise comme température de référence, de sorte qu'on lit directement T-T′, T-T″, T-T‴.

D'autre part la température de l'eau est enregistrée au moyen d'un thermomètre à résistance. Mais ce sont surtout les quantités T-T′, T-T″, T-T‴ qui doivent être connues avec précision.

Dans le cas de l'eau et de surfaces telles que du béton, l'écart maximum observé entre les indications des thermocouples placés sur une même surface est 0,2 à 0,3 °C.

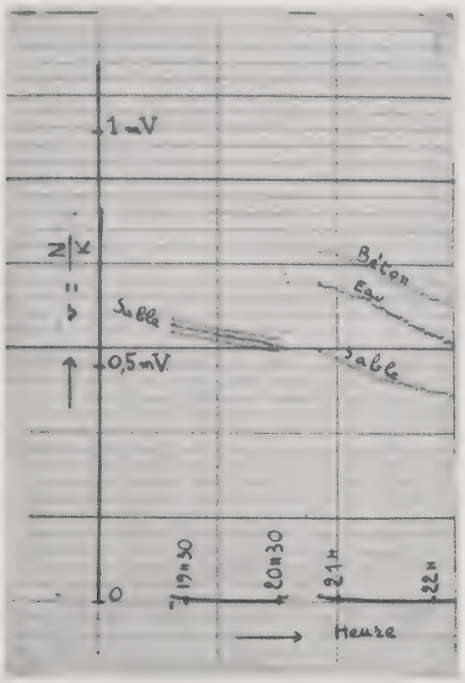


FIG. 13.1. — Bilan de rayonnement au-dessus de sols de natures différentes.

Dans le cas du sable, on observe des écarts allant jusqu'à 0,5 °C. Ici encore on est limité, non par la sensibilité de l'appareil de mesure, mais par la définition de la grandeur à mesurer.

13.2.4. — *Précision de la mesure*

L'expression de ε' est

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon N'}{N - \sigma \varepsilon (T^4 - T'^4)} \tag{13.3}$$

On pose

$$A = \sigma (T^4 - T'^4) = 4 \sigma T^3 (T - T')$$

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon N'}{N\left(1 - \frac{\varepsilon A}{N}\right)} \tag{13.4}$$

et

$$\frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta N'}{N'} - \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta\left(\frac{\varepsilon A}{N}\right)}{1 - \frac{\varepsilon A}{N}} \tag{13.5}$$

Si l'on pose

$$p = \frac{K'}{K}$$

$$N = Kv \quad \text{et} \quad N' = K p v'$$

v étant la différence de potentiel enregistrée

$$\frac{\Delta N'}{N'} - \frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{2 \Delta v}{v}$$

En définitive, ΔT étant l'erreur commise sur la mesure de $T - T'$

$$\frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta p}{p} + \frac{2\,\Delta v}{v} + \frac{\dfrac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \dfrac{\Delta N}{N} + \dfrac{\Delta T}{T - T'}}{\dfrac{N}{\varepsilon A} - 1} \tag{13.6}$$

Soit par exemple une mesure effectuée le 21 novembre 1961

$$T = 28{,}9\ ^\circ C \qquad T' = 24{,}8\ ^\circ C$$

$$N = 0{,}168 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \qquad N' = 0{,}124 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

Avec $\varepsilon = 0{,}91$. On en déduit $\varepsilon' = 0{,}83$

En admettant

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{100} \qquad \frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{100} \qquad \frac{2\,\Delta v}{v} = \frac{1}{100}$$

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{4}{100} \qquad \Delta T = 0{,}2\ ^\circ C$$

$$\frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} = 5{,}5\ \%$$

d'où $$\varepsilon' = 0{,}83 \pm 0{,}045$$

Nous avons calculé ε' à partir de ε. Si ε est pris comme valeur de référence, et supposée connue avec une très bonne approximation (0,1 % par exemple)

$$\frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} = 4{,}5\ \% \qquad \varepsilon' = 0{,}83 \pm 0{,}035$$

La précision de la mesure est meilleure lorsque N est grand. Aussi est-il préférable d'effectuer les mesures par ciel clair et atmosphère peu humide.

Une des causes importantes d'erreurs provient de la détermination des températures de surface. Nous avons admis comme erreur absolue sur $T - T'$, $\Delta T = \pm 0{,}2\ ^\circ C$.

La précision de la mesure s'améliore lorsque l'écart $T - T'$ diminue. En effet le terme $\sigma \varepsilon (T^4 - T'^4)$ devient négligeable devant N. Ainsi pour une certaine mesure $T - T' = 4\ ^\circ C$.

Avec

$$\Delta T = 0{,}2\ ^\circ C, \qquad \frac{N}{\varepsilon A} = 5$$

et

$$\frac{\dfrac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \dfrac{\Delta N}{N} + \dfrac{\Delta T}{T - T'}}{\dfrac{N}{\varepsilon A} - 1} = \frac{2{,}5}{100}$$

d'où

$$\frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{5{,}5}{100}$$

Pour une autre mesure

$$T - T' = 0{,}5\ ^\circ C \qquad \Delta T = 0{,}2\ ^\circ C$$

$$\frac{N}{\varepsilon A} = 40$$

d'où

$$\frac{\dfrac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \dfrac{\Delta N}{N} + \dfrac{\Delta T}{T - T}}{\dfrac{N}{\varepsilon A} - 1 \quad T'} = \frac{1}{100}$$

et $\dfrac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} = \dfrac{4}{100}$ ou $\dfrac{3}{100}$ si ε est pris comme référence.

13.2.5. — *Résultats*

On a comparé les pouvoirs émissifs d'une surface de sable nu et d'une aire en béton au pouvoir émissif de l'eau. Les valeurs trouvées sont les suivantes :
Mesures des 20, 21, 22 novembre 1961.

Le flux net de rayonnement au-dessus de l'eau est de l'ordre de 0,16 cal. min^{-1} cm^{-2}.
Les valeurs trouvées pour ε' sont
— pour le sable : 0,83 - 0,85 - 0,81 - 0,86 - 0,84 - 0,82 - 0,86 - 0,80;
— pour le béton : 0,96 - 0,93 - 0,97 - 0,95 - 0,97 - 0,96 - 0,95 - 0,94.
Nous prendrons pour le sable : valeur moyenne $\varepsilon = 0{,}83$, précision 2,5 %.
Pour le béton, valeur moyenne $\varepsilon = 0{,}95$.

Mesures des 7, 8, 9 juin 1961.

On trouve, avec des flux nets de l'ordre de 0,10 cal. cm^{-2} min^{-1} :
ε pour le sable : 0,87 - 0,86 - 0,84 - 0,85 - 0,81 - 0,89 - 0,86 - 0,85;
ε pour le béton : 0,96 - 0,92 - 0,94 - 0,97 - 0,95 - 0,95 - 0,93 - 0,93.
Valeur moyenne : Sable : $\varepsilon = 0{,}855$; Béton : $\varepsilon = 0{,}945$.
Si l'on adopte $\varepsilon = 0{,}91$ pour l'eau, on pourra donc adopter $\varepsilon = 0{,}85$ pour le sable; $\varepsilon = 0{,}95$ pour le béton.

Lorsqu'il s'agit de sols recouverts de végétation, la mesure de ε est plus délicate, car la température de surface est plus difficile encore à définir. On admet habituellement qu'un sol recouvert de gazon rayonne comme un corps noir.

A Dakar, on a généralement à considérer des étendues recouvertes de broussailles et d'herbes sèches qui émettent un rayonnement supérieur à celui du sable.

13.3. — *Mesures de Bilans*

Des enregistrements continus de bilans de rayonnement diurne et nocturne sont effectués avec un bilanmètre Beckman à ventilation. La f.e.m. développée aux bornes du bilanmètre est enregistrée au moyen d'un enregistreur potentiométrique Meci.

Le bilanmètre est constamment placé au-dessus du sable nu afin que les mesures restent comparables entre elles au cours de l'année.

On ne reprendra pas ici les comparaisons des valeurs mesurées pendant la nuit avec les valeurs théoriques, puisque cette étude a déjà été faite pour le rayonnement atmosphérique descendant.

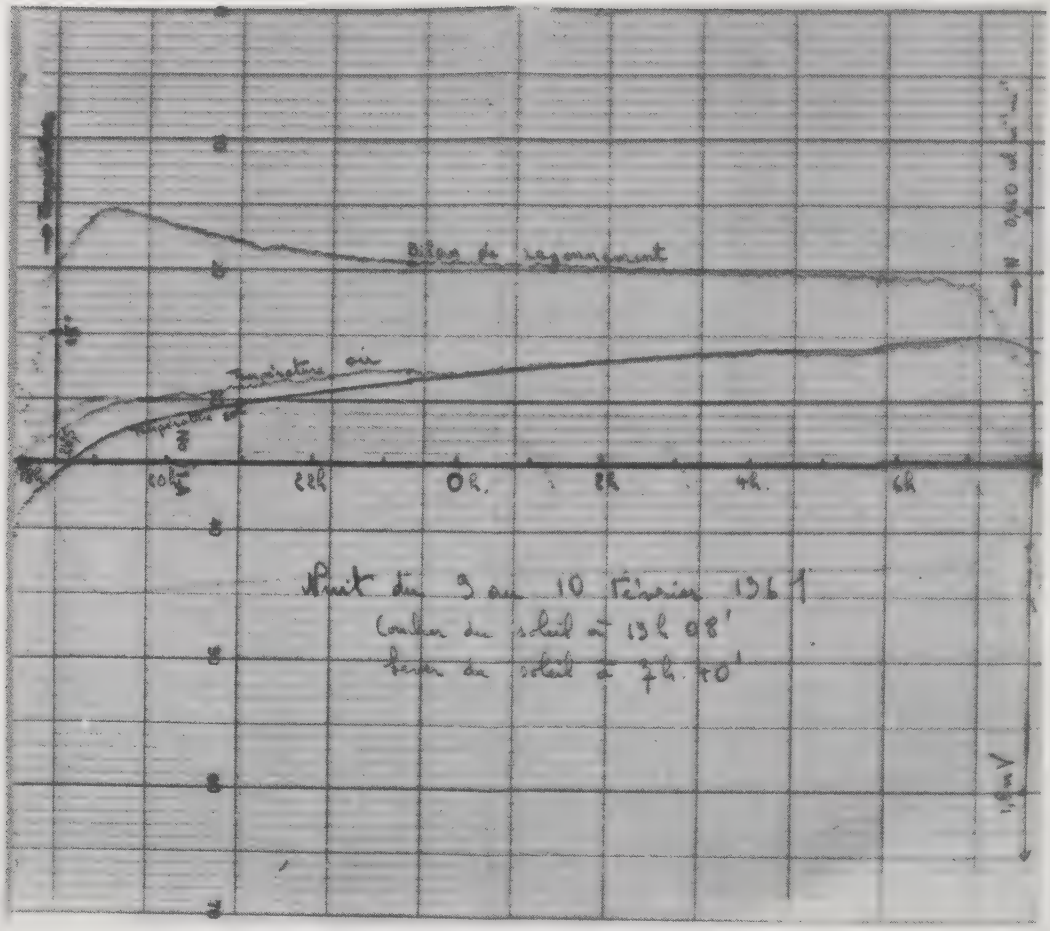
Si l'on admet que le pouvoir émissif du sol est de l'ordre de 90 %, on constate que les valeurs mesurées du rayonnement net sont voisines des valeurs calculées par les abaques de Yamamoto lorsque la basse troposphère est relativement sèche. Elles sont nettement inférieures à ces valeurs lorsque la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère augmente.

On se bornera en conséquence à noter quelques résultats expérimentaux.

13.3.1. — *Mesures nocturnes*

A. — *Variation du rayonnement net au cours de la nuit*

Par temps clair, le flux de rayonnement net est maximum au coucher du soleil, puis diminue au cours de la nuit.



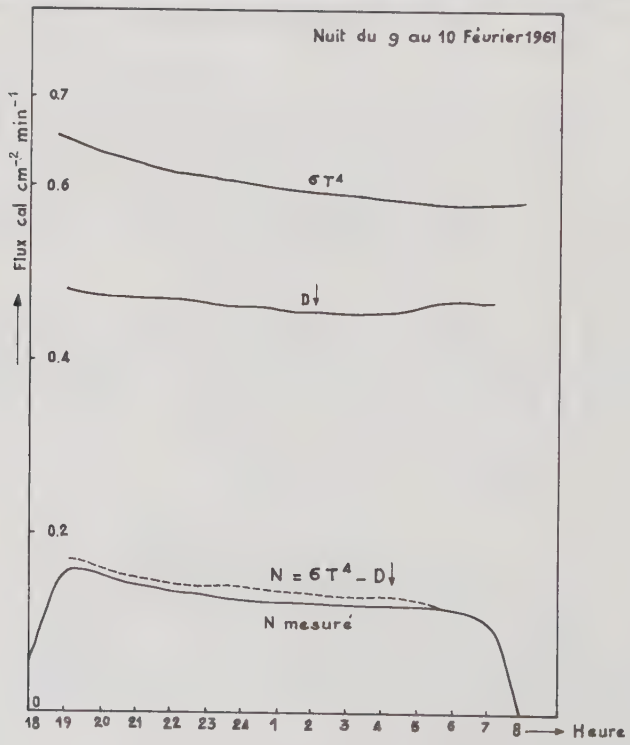


FIG. 13.2. — Variation du bilan de rayonnement au cours de la nuit.

La figure 13.2 donne les variations du bilan radiatif au cours d'une nuit claire, en février 1961.

Cette figure donne :

1° le *diagramme d'enregistrement* qui comporte :

la courbe de rayonnement net ou bilan de rayonnement;

la courbe de température de l'air;

la courbe de température de surface du sol, en fonction du temps.

2° *Un graphique* sur lequel ont été tracées :

a) la courbe σT_s^4 T_s = température du sol;

b) la courbe de rayonnement atmosphérique descendant $D\downarrow$ mesuré avec un radiomètre à ventilation BECKMAN;

c) la courbe de rayonnement net mesuré N;

d) la courbe de rayonnement net $N = \sigma T_s^4 - D\downarrow$.

Les températures du sol et de l'air sont mesurées par thermocouples. Le thermocouple de référence est placé à 2 mètres dans le sol.

Le flux net N diminue rapidement entre 19 h et 21 h, suivant ainsi la courbe de refroidissement du sol.

Ensuite N diminue lentement au cours de la nuit.

N mesuré est toujours légèrement inférieur à $N = \sigma T_s^4 - D\downarrow$ mais la précision des mesures n'est pas suffisante pour déterminer le pouvoir émissif du sol

$$\varepsilon = \frac{\sigma T_s^4 - D}{N \text{ mesuré}}$$

B. — *Comparaison de mesures effectuées avec le bilanmètre et le radiomètre*

Soit N le flux net mesuré au bilanmètre, D le flux descendant mesuré au radiomètre et T_s la température de surface du sol.

La température de surface T_s est mesurée avec des thermomètres à résistance. On place 4 thermomètres à résistance sur le sable et on prend pour T_s la moyenne des lectures.

On constate toujours que N est inférieur à $\sigma T_s^4 - D$.

On a vu en effet que si ε est le pouvoir émissif du sol

$$N = \varepsilon (\sigma T_s^4 - D)$$

Le tableau 4 donne quelques exemples.

Date	N cal. cm^{-2} min^{-1} mesuré	D cal. cm^{-2} min^{-1} mesuré	T_s °C	$\sigma T_s^4 - D\downarrow$	$\frac{N}{\sigma T_s^4 - D\downarrow}$
24 décembre 1960 ...	0,118	0,465	19,6	0,133	0,88
28 décembre 1960 ...	0,144	0,431	17,6	0,152	0,94
29 janvier 1961	0,142	0,447	20,2	0,157	0,90
30 janvier 1961	0,132	0,446	18,6	0,145	0,91
10 février 1961	0,125	0,460	19,8	0,140	0,89
16 février 1961	0,140	0,445	20,0	0,157	0,89
13 février 1961	0,115	0,455	19,8	0,145	0,91

La valeur moyenne de ε est 0,90, mais cette méthode de mesure n'est pas susceptible d'une grande précision.

Dans le paragraphe précédent, la valeur trouvée pour le sable était $\varepsilon = 0{,}86$ (en admettant 0,91 pour la vapeur d'eau). La précision de cette première mesure était probablement meilleure, mais il est très possible que la deuxième méthode de mesure conduise à des valeurs plus élevées de ε. En effet, on a remarqué au chapitre 9 — deuxième partie — que lorsque l'on ne prenait pas les rayons d'incidence supérieure à 80°, le pouvoir émissif se trouvait augmenté de 2 à 3 %. Les surfaces réceptrices suivent rarement la loi du cosinus pour des angles supérieurs à 80°. D'autre part la construction du bilanmètre de Beckman est telle qu'une petite fraction du flux de rayonnement ascendant est masquée par l'appareil lui-même.

3° *Mesures diurnes et nocturnes.*

Pendant la journée le bilanmètre enregistre toutes les radiations de courte et de grande longueur d'onde.

Donc entre le lever et le coucher du soleil, le flux descendant est supérieur au flux ascendant.

La figure 13.3 donne :

a) un enregistrement par beau temps;

b) un enregistrement par ciel nuageux.

Nous appellerons bilan thermique pour 24 heures, la différence entre la chaleur gagnée pendant le jour (bilan diurne) et la chaleur perdue pendant la nuit (bilan nocturne).

Il est évident que, à Dakar, le bilan diurne est en toutes saisons supérieur au bilan nocturne.

Il peut être intéressant de montrer l'évolution annuelle de ce bilan thermique. Nous nous sommes limités à la saison sèche, car des enregistrements continus sont difficilement réalisables en saison des pluies.

Le tableau 5 donne les valeurs des bilans thermiques d'octobre 1960 à juin 1961. On peut y lire les moyennes par ciel clair et les moyennes générales (en tenant compte des temps clairs et des temps nuageux).

On trouve également dans ce tableau, les valeurs moyennes de la radiation globale (pour les jours de beau temps et pour tous les jours de la période considérée) et la température du sol a une profondeur de 2 mètres.

La figure 13-4 montre l'évolution de la radiation globale, du bilan thermique et de la température du sol au cours de cette même période.

On peut faire les remarques suivantes :

— La courbe de bilan de rayonnement suit approximativement la courbe de radiation globale. Toutes les deux présentent un minimum en décembre-janvier et un maximum en avril-mai. Les mêmes anomalies se retrouvent sur les deux courbes. Le minimum prononcé de la première quinzaine de janvier correspond à une période très nuageuse.

— La courbe de température du sol présente aussi un maximum et un minimum décalés d'un mois et demi environ sur les maximums des bilans.

— Le bilan est toujours nettement excédentaire. Le gain est en moyenne de 200 calories par jour et par centimètre carré. La chaleur utilisée par le sol pendant sa période d'échauffement est seulement de 10 calories par jour et par centimètre carré. Pendant une autre période de l'année, le sol perd au contraire de la chaleur et se refroidit.

Il resterait à déterminer de quelle manière la chaleur excédentaire est utilisée.

Les valeurs des bilans de rayonnement peuvent paraître faibles si l'on considère

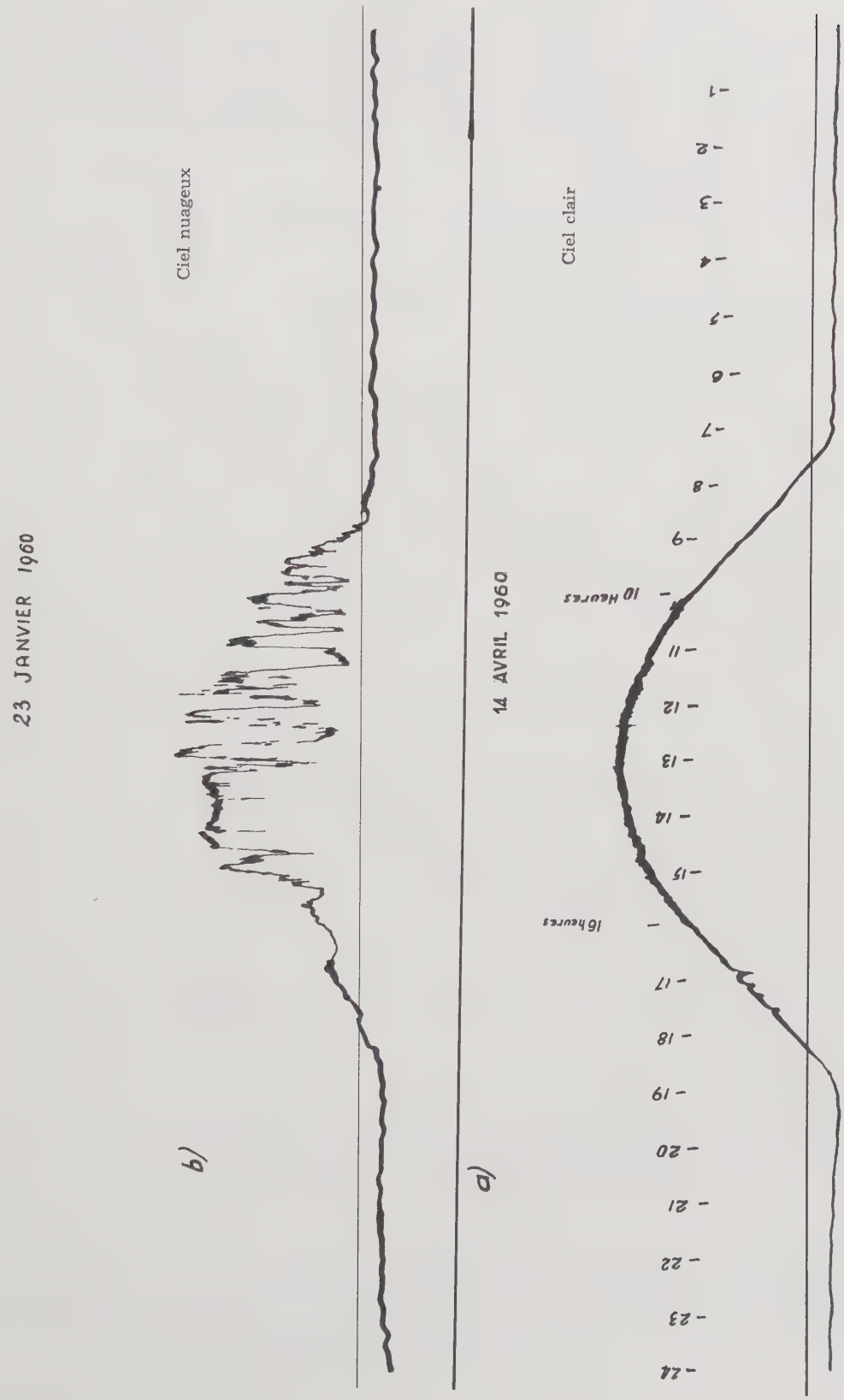

23 JANVIER 1960
b)
Ciel nuageux
14 AVRIL 1960
a)
Ciel clair
10 Heures
16 heures

Fig. 13.3.

les valeurs de la radiation globale. Il faut noter que les mesures sont faites au-dessus du sable dont la température peut atteindre 50 °C vers le milieu de la journée. On sait d'autre part que l'albedo du sable est particulièrement élevé (25 à 30 %). Si les mesures de bilan sont faites au-dessus d'un autre sol, les valeurs trouvées seront très différentes.

La figure 13-5 montre au cours d'une même journée les valeurs du bilan :
au-dessus de l'eau (courbe a) ;
au-dessus du sable (courbe b).

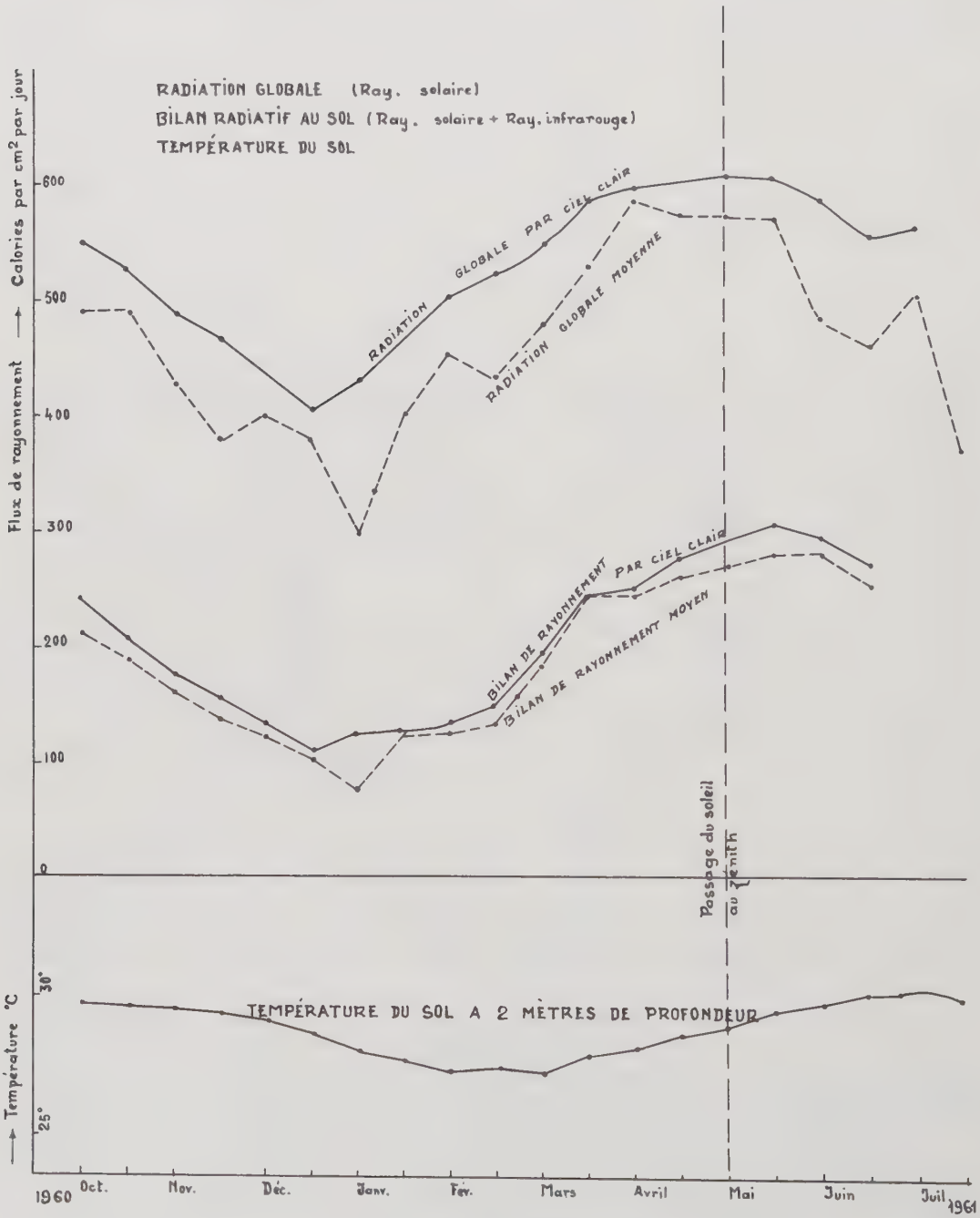


FIG. 13.4. — Evolution annuelle à Dakar.

TABLEAU V

	Bilan général de rayonnement Rayonnement solaire + Rayonnement terrestre cal. cm^{-2} $jour^{-1}$						Radiation globale cal. cm^{-2} $jour^{-1}$		Température du sol °C
	Moyenne par ciel clair			Moyenne générale			Moyenne générale	Moyenne par ciel clair	
	Flux diurne	Flux nocturne	Bilan pour 24 h	Flux diurne	Flux nocturne	Bilan pour 24 h			
Octobre 1ere quinzaine	300	60	240	280	68	212	491	552	29,5
1960 2e quinzaine	290	78	212	254	72	182	493	528	29,5
Novembre 1ere quinzaine	260	82	178	238	76	162	430	494	29,3
1960 2e quinzaine	253	98	155	228	90	138	380	470	29,1
Décembre 1ere quinzaine	243	110	133	216	95	121	400	440	28,8
1960 2e quinzaine	224	110	114	210	100	110	380	412	28,2
Janvier 1ere quinzaine	229	105	124	147	70	77	300	430	27,4
1961 2e quinzaine	233	108	125	220	98	122	401	470	27,0
Février 1ere quinzaine	247	112	135	222	98	124	455	507	26,5
1961 2e quinzaine	259	115	144	233	102	131	433	523	26,5
Mars 1ere quinzaine	296	103	193	270	88	182	480	550	26,8
1961 2e quinzaine	332	88	244	325	82	243	533	587	27,2
Avril 1ere quinzaine	345	95	250	333	90	243	590	600	27,5
1961 2e quinzaine	356	78	278	325	65	260	574	604	28,1
Mai 1ere quinzaine	366	70	296	333	64	269	573	610	28,5
1961 2e quinzaine	370	66	304	335	56	279	573	608	29,2
Juin 1ere quinzaine	356	66	290	340	60	280	480	587	29,6
1961 2e quinzaine	332	55	277	280	47	233	458	554	30,0
Juillet 1ere quinzaine							510	560	30,2
1961 2e quinzaine							362		29,8

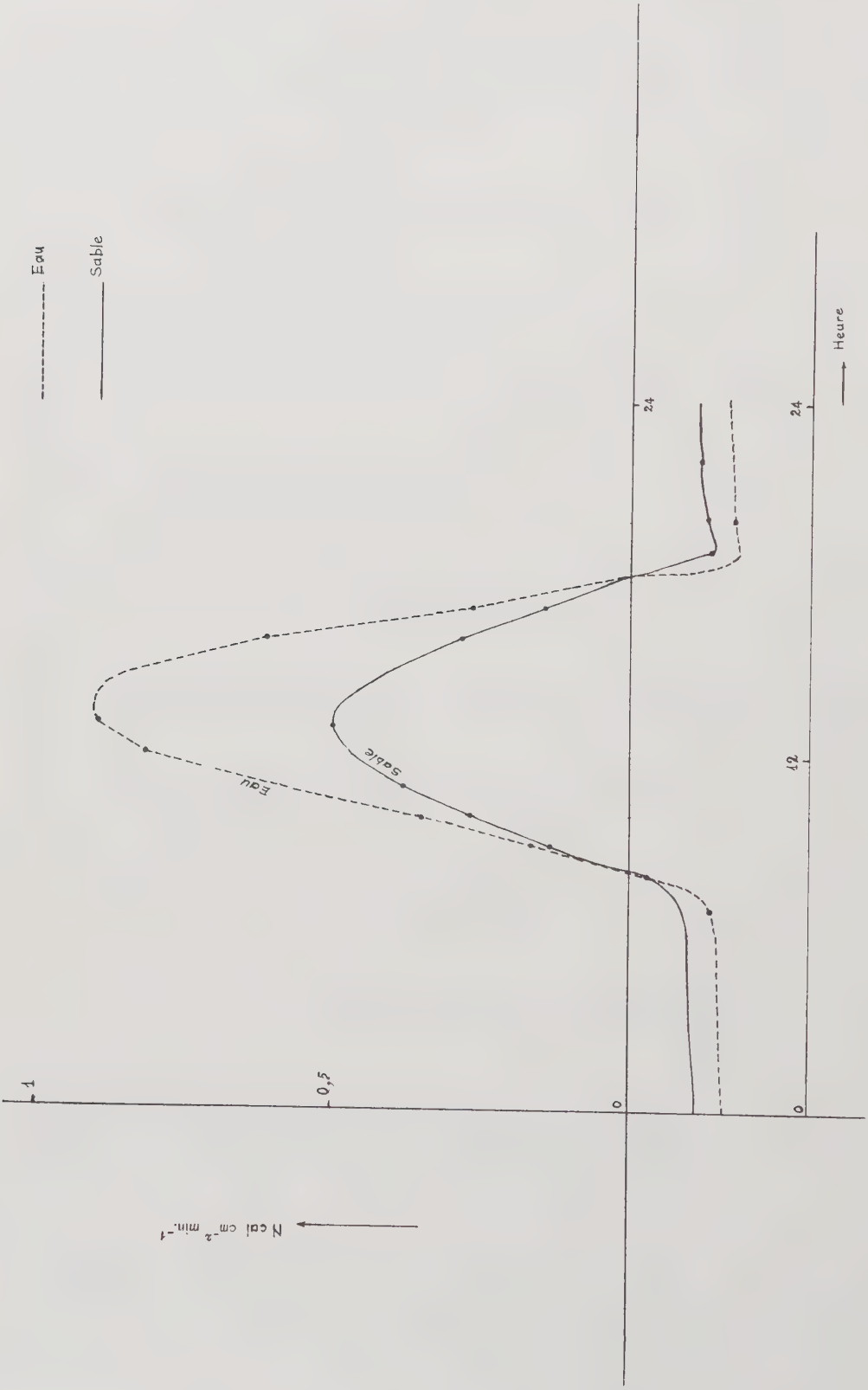


FIG. 13.5. — Bilan de rayonnement au-dessus de l'eau et au-dessus du sable.
(terrestre + solaire)
Dakar 8 janvier 1962

CHAPITRE XIV

RAYONNEMENT ET REFROIDISSEMENT RADIATIF DE L'AIR AU VOISINAGE DU SOL

On se propose de rechercher l'importance des phénomènes de rayonnement dans le refroidissement nocturne de l'air dans une couche de 100 mètres au voisinage du sol. Les mesures de température et d'humidité ont été effectuées avec des ballons captifs. Ces mesures ont été utilisées pour évaluer les variations de flux et les vitesses de refroidissement radiatif entre le sol et 100 mètres.

Les mesures ont été effectuées uniquement par temps clair. La nécessité d'opérer avec un vent faible limite les expériences à un certain nombre de journées typiques (harmattan durant la journée, alizé faible dans la soirée).

14.1. — *Description des appareils*

Le ballon utilisé est un ballon type de la Météorologie Nationale (diamètre 3 mètres). Il est retenu par un fil de nylon enroulé sur un treuil. Un dispositif de freinage permet d'arrêter le ballon à volonté pendant son ascension. Un moteur permet de ramener rapidement le ballon au sol.

La radiosonde est une radiosonde Métox étudiée pour ballon captif. L'élément barométrique comporte 3 capsules, ce qui permet d'évaluer des variations de pression de 1/2 mb. L'élément de température permet d'apprécier des variations de 0,3 °C. La lame du thermomètre est peinte en blanc pour éviter les effets de rayonnement et l'emploi du pare soleil. Au début et à la fin de la mesure, l'indication de l'élément hygrométrique est comparée à l'indication d'un psychromètre à ventilation. La précision des mesures au sol est de 2 %. La précision relative des mesures en altitude est de 5 % dans la couche humide, 20 % dans la couche sèche.

Aucun dispositif de ventilation artificielle n'est utilisé. La radiosonde est utilisée sans pare-soleil, et les éléments température et humidité exposés à l'air libre. Le ballon est arrêté à différents paliers un temps suffisant pour que l'équilibre soit atteint, et les trois mesures (pression, température, humidité) sont effectuées avec le ballon arrêté. Les mesures sont effectuées pendant la montée. L'altitude maximum atteinte est 400 m.

La structure de l'ensemble de la troposphère jusqu'à 22 km est connue par le radiosondage de minuit.

On a cherché également à effectuer des mesures de flux net de rayonnement entre le sol et 100 mètres. Le récepteur Métox utilisé ne permet pas une adaptation pour des mesures de courants ou de force électromotrice. On a essayé néanmoins de monter un bilanmètre à une certaine hauteur en le reliant par des fils légers à un galvanomètre de mesure maintenu au sol. Des essais ont été faits avec un bilanmètre à coupelles de lupolène et avec un bilanmètre à disques de K.R.S. 5. Le bilanmètre est monté en

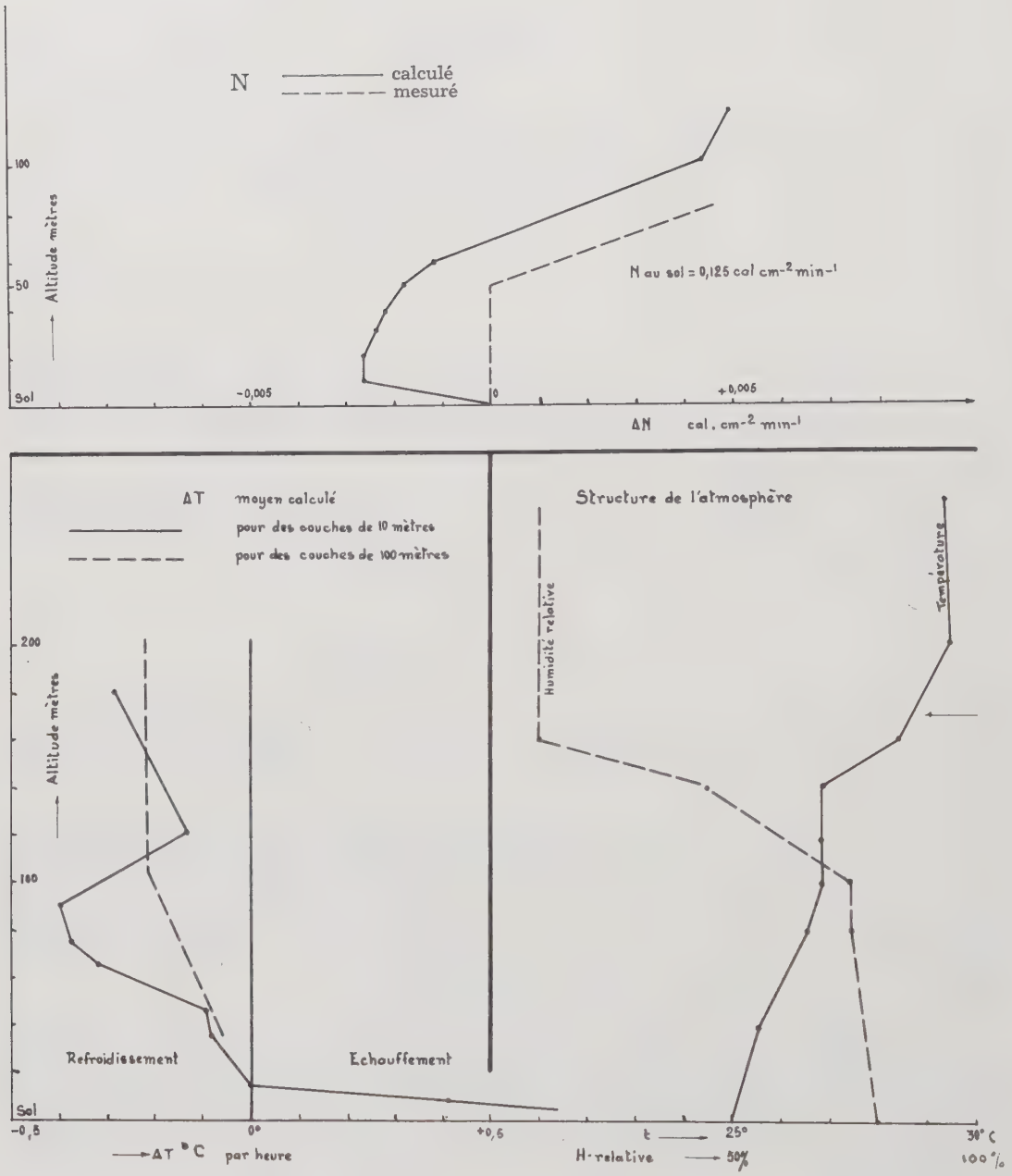


Fig. 14.1. — Mesures au voisinage du sol.
(Réalisées au moyen des ballons captifs)
Variations du flux net de rayonnement : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$
Dakar 23 novembre 1960
20 h 30

opposition avec un bilanmètre de référence identique maintenu au sol (surface réceptrice à 75 cm du sol) de manière à lire la différence entre le bilan au sol et le bilan en altitude. Etant donné ce dispositif on a du limiter les mesures à une zone de vent nul voisine du sol. En conséquence, il a été impossible de dépasser la hauteur de 80 mètres au-dessus de laquelle apparaît le vent d'Est. Le bilanmètre est suspendu à 20 mètres au-dessous du ballon pour rendre négligeable l'influence de celui-ci.

Les mesures de température entre 0 et 12 mètres ont été effectuées au moyen de thermomètres à résistances fixés le long d'un poteau. On peut apprécier des écarts de température de 0,1 °C.

14.2. — *Résultats des mesures*

14.2.1. — *Mesures du 23 novembre 1960*

A) *Conditions atmosphériques*

Les mesures sont effectuées entre 20 h et 24 h.

Les mesures de température et d'humidité sont effectuées jusqu'à une altitude de 250 mètres.

Les mesures de flux de rayonnement sont effectuées jusqu'à une altitude de 80 mètres seulement.

La pression au sol est 1 010 mb.

La température de surface du sol (sable) s'abaisse de 26 °C (à 20 heures), à 24 °C (23 heures).

La température de l'air au voisinage du sol s'abaisse de 25 °C (20 heures), à 24 °C (23 heures).

Les températures de l'air et du sol restent sensiblement constantes entre 23 heures et 1 heure (heure à laquelle apparaissent vents et nuages).

L'humidité au sol à 20 h 30 est 80 %. Elle augmente ensuite jusqu'à 90 %.

Au sol la vitesse du vent (alizé) est pratiquement nulle jusqu'à minuit. La couche de vent d'Est débute à 100 mètres au-dessus du sol vers 20 heures. Elle s'abaisse jusqu'à 80 mètres, environ à 24 heures.

Les mesures de température et d'humidité effectuées à 20 h 30, 22 h, 23 h, montrent une discordance très nette entre la couche humide et la couche sèche. Sauf à la zone de séparation des deux couches dont le niveau s'abaisse au cours de la nuit, la température de l'air au-dessus de 20 mètres ne varie pratiquement pas entre 20 h et 23 h (à la précision de mesure des radiosondes tout au moins).

Les mesures de bilan de rayonnement ont été effectuées entre 20 h et 20 h 30. Le dépôt de rosée a ensuite rendu impossible les mesures.

B) *Refroidissement radiatif calculé*

La connaissance de la structure de l'atmosphère permet le calcul du refroidissement radiatif moyen pour des couches minces au voisinage du sol.

La figure 14.1 montre :

a) la structure de l'atmosphère jusqu'à 250 mètres à 20 h;

b) le refroidissement radiatif moyen calculé à partir de cette structure.

Pour des couches d'air de 10 mètres d'épaisseur environ (courbe pleine).

Pour des couches d'air d'une centaine de mètres (courbe pointillée).

TABLEAU 1

Refroidissement radiatif de l'air

(23 novembre 1960 — 20 h 30)

Altitude au-dessous du sol mètres	Température de l'air °C	Tension de vapeur d'eau mb	ΔT_1 eau seule °C/heure	ΔT_2 eau + CO_2 °C/heure	x correction pour $\varepsilon = 0{,}9$ °C/heure	$\Delta T = \Delta T_2 + x$ °C/heure	ΔN cal. cm^{-2} $min.^{-1}$
Sol	25,0	25,3					
10	25,2	25,3	+ 0,38	+ 0,6	— 0,10	+ 0,50	— 0,0026
20	25,3	25,2	— 0,09	+ 0,04	— 0,04	+ 0,00	0,00
30	25,5	25,1	— 0,13	— 0,01	— 0,03	— 0,04	+ 0,00015
40	25,6	25,1	— 0,13	— 0,05	— 0,03	— 0,08	+ 0,00030
50	25,9	25,3	— 0,13	— 0,06	— 0,027	— 0,087	+ 0,00031
60	26,1	25,3	— 0,27	— 0,16	— 0,023	— 0,183	+ 0,00063
70	26,4	25,5	— 0,44	— 0,30	— 0,022	— 0,322	+ 0,0012
80	26,6	26,1	— 0,45	— 0,36	— 0,021	— 0,381	+ 0,0014
100	26,9	26,4		— 0,38	— 0,025	— 0,405	0,0029
120	26,9	21,0		— 0,13	— 0,0011	— 0,131	0,00056
130	26,9	13,9					
180	29,0	3,94					
190	29,3	4,02		— 0,28	— 0,006	— 0,286	
200	29,5	4,12					

Les refroidissements sont calculés en degré par heure, afin que l'unité de temps choisie soit du même ordre de grandeur que la durée des mesures.

Le tableau I donne l'ensemble des résultats :

a) le refroidissement radiatif ΔT_1 calculé pour des couches d'air de 10 mètres en tenant compte de la vapeur d'eau seule. Ce refroidissement est calculé par la méthode exposée au chapitre 8.

(8.4)

$$\Delta T = \frac{g}{c_p \, \Delta p} \int_{B_s}^{B_0} \Delta P\,(u_0)\, dB + \int_{0}^{B_1} \Delta P\,(u_1)\, dB + \int_{B_0}^{B_L} \Delta P\,(u)\, dB + \int_{B_1}^{B_H} \Delta P\,(u')\, dB$$

b) le refroidissement ΔT_2 calculé en tenant compte de la vapeur d'eau et du gaz carbonique.

$$(8.9) \qquad \Delta T = \frac{g}{c_p \, \Delta p} \int_{B_s}^{B_0} [\Delta P\,(u_0) + \Delta\beta\,(u_0\, v_0)]\, dB + \int_{0}^{B_1} [\Delta P\,(u_1) + \Delta\beta\,(u_1, v_1)]\, dB + \int_{B_0}^{B_L} [\Delta P\,(u) + \Delta\beta\,(u, v)]\, dB + \int_{B_1}^{B_H} [\Delta P\,(u') + \Delta\beta]\, dB$$

c) la correction x à ajouter à ΔT_2 pour tenir compte du pouvoir réflecteur du sol. On admet que le pouvoir émissif du sol est 90 %.

Cette correction est calculée par la méthode exposée au chapitre 9.

$$(9.16) \qquad \Delta T = \frac{g}{c_p \, \Delta p} (1 - \varepsilon) \left[\int_{B_0}^{B_s} [\Delta P\,(u_0) + \Delta\beta\,(CO_2)]\, dB + \int_{0}^{B_1} (\Delta P\,(w_1 + u_0) + \Delta\beta_{CO_2})\, dB + \int_{B_1}^{B_0} (\Delta P\,(w + u_0) + \Delta\beta)\, dB \right]$$

d) le refroidissement total $\Delta T = \Delta T_2 + x$;

e) les variations de flux ΔN correspondant à ΔT.

Le calcul montre donc

— un échauffement radiatif près du sol;

— un refroidissement insignifiant entre 10 et 50 mètres;

— un refroidissement maximum au sommet de la couche humide.

Il est bien évident que l'on ne peut observer un échauffement de l'air au voisinage immédiat du sol, puisque les mesures sont effectuées au début de la nuit, alors que le sol se refroidit ainsi que l'air adjacent. Le sens de la variation trouvée signifie simplement que, tant que la surface du sol est plus chaude que l'air, l'effet du rayonnement dans les premiers mètres ne peut être que d'atténuer le refroidissement. Le sol se refroidit plus vite que l'air adjacent, et les températures tendent à s'égaliser. Lorsque les températures de l'air et du sol sont égales, le refroidissement moyen calculé pour les 10 premiers mètres est pratiquement nul.

Entre 10 et 50 mètres, le refroidissement moyen observé entre 20 h et 23 h 30 est insignifiant comme le prévoit le calcul.

Au sommet de la couche humide, aucun refroidissement n'a été observé. Mais, comme nous l'avons signalé, la couche de vent d'Est s'abaisse au cours de la nuit, apportant de la chaleur.

C) *Variations de flux net observées*

Le flux net de rayonnement mesuré à 75 cm du sol (au-dessus du sable) est $N = 0{,}125$ cal. cm^{-2} $min.^{-1}$.

Le bilan calculé par les abaques de YAMAMOTO est

$N = 0{,}150$ cal. cm^{-2} $min.^{-1}$ en considérant le sol comme un corps noir;

$N = 0{,}135$ cal. cm^{-2} $min.^{-1}$ en prenant $\varepsilon = 90$ % comme pouvoir émissif du sol.

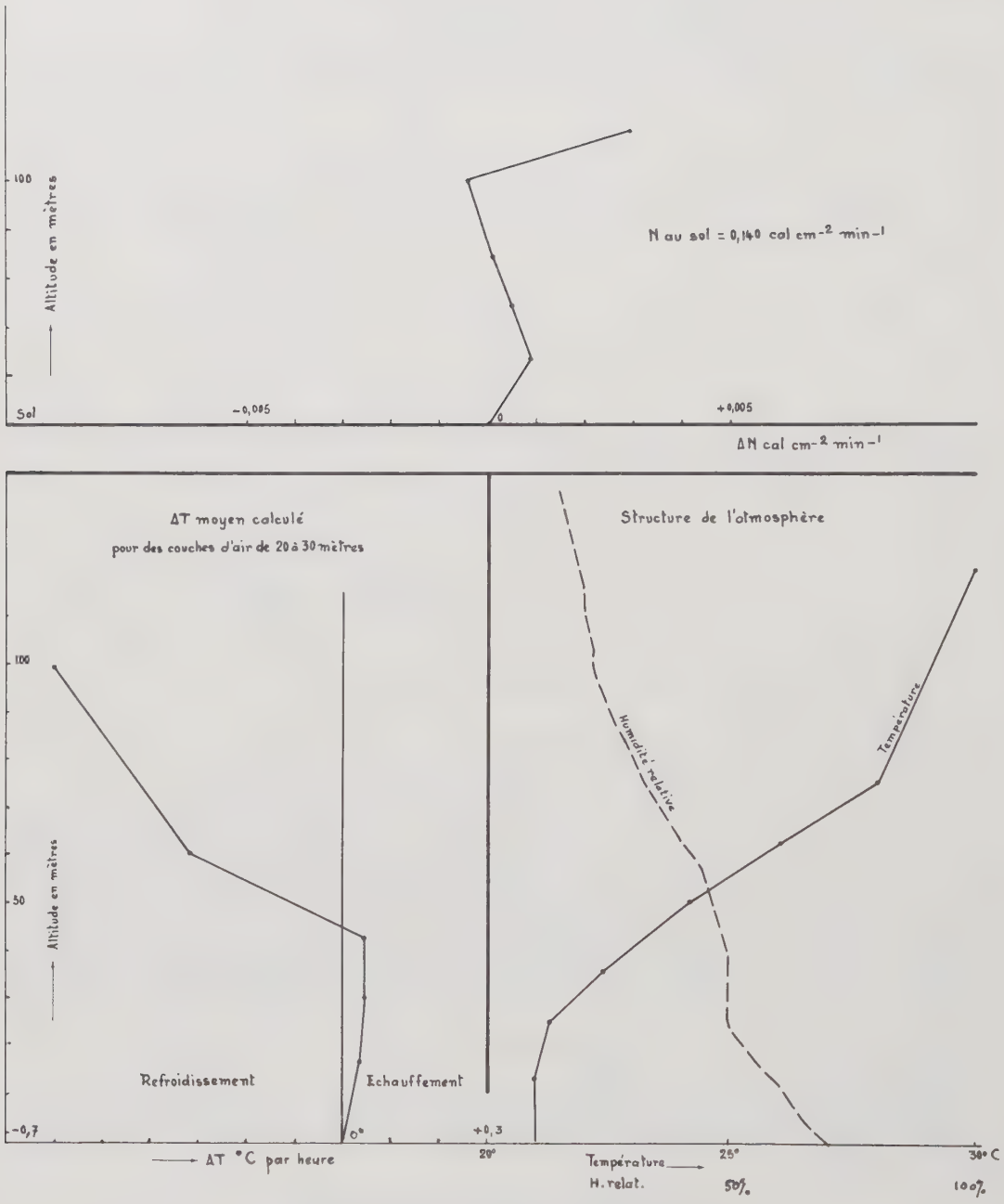


FIG. 14.2. — Mesures au voisinage du sol).
(Réalisées au moyen des ballons captifs)
Variations calculées du flux net de rayonnement : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$

Dakar 23 mars 1961
23 heures

L'examen de la dernière colonne du tableau 1 montre que les variations ΔN dans les premières dizaines de mètres au-dessus du sol sont très faibles. Entre le sol et 100 mètres, le flux N augmente de 1,5 % de sa valeur. Il diminue de 2 % de sa valeur entre le sol et 10 mètres, et augmente de 3,5 % de sa valeur entre 10 et 80 mètres.

Les mesures indiquent également des variations très faibles. Entre 10 et 50 mètres, le flux reste constant, à la précision des mesures tout au moins. Entre 50 et 80 mètres, on observe une variation de 4 %. L'allure de la variation observée semble donc confirmer l'allure de la variation calculée. Mais le bilan mesuré à une altitude de quelques mètres est représentatif d'une surface beaucoup plus grande que le bilan mesuré à 75 cm et les deux valeurs ne sont pas comparables avec une précision de 2 à 3 %.

On voit sur la figure 14.1 les courbes donnant N calculé et N mesuré entre le sol et 100 mètres.

14.2.2. — *Mesures du 3 mars 1961*

A) *Conditions atmosphériques*

Les mesures sont effectuées entre 22 h et 23h.

L'harmattan descendait jusqu'au sol pendant la journée. L'alizé est apparu vers 16 heures. Sa vitesse était d'environ 3 m/sec jusqu'à 21 h 30. Après 21 h 30 la vitesse de l'alizé devient à peu près nulle tandis que, au-dessus de 100 mètres, la vitesse de l'harmattan augmente.

La température de l'air au voisinage du sol est 21 °C et reste pratiquement constante entre 22 h et 24 h.

La température du sol s'abaisse de 22 °C (21 h 30) a 21 °C (22 h 30) et à 20 °C (24 h).

L'humidité relative au voisinage du sol à 22 h 30 est 70 %.

B) *Refroidissement radiatif calculé pour des couches minces*

La figure 14.2 montre :

a) La structure de l'atmosphère à 22 h 30 jusqu'à 250 mètres.

b) Le refroidissement radiatif moyen calculé pour des couches d'air de 20 à 30 mètres d'épaisseur.

Le tableau 2 donne l'ensemble des résultats :

a) Le refroidissement radiatif ΔT_2 calculé en tenant compte de la vapeur d'eau et du gaz carbonique, et en considérant le sol comme un corps noir.

b) La correction x à ajouter à ΔT_2 pour tenir compte du pouvoir réflecteur du sol. On admet toujours $\varepsilon = 90$ %.

c) Le refroidissement total : $\Delta T = \Delta T_2 + x$.

d) Les variations de flux ΔN correspondant aux variations de température ΔT.

Les calculs indiquent des variations de température très faibles jusqu'à 80 mètres et un refroidissement accentué de la couche chaude.

Le flux net mesuré au sol est à 23 h 30 $N = 0{,}140$ cal. cm^{-2} $min.^{-1}$.

Le flux net calculé par les abaques de Yamamoto est

$N = 0{,}160$ cal. cm^{-2} $min.^{-1}$ en considérant le sol comme un corps noir.

$N = 0{,}144$ cal. cm^{-2} $min.^{-1}$ en prenant $\varepsilon = 90$ % pour le pouvoir émissif du sol.

Les mesures au bilanmètre entre 10 et 80 mètres n'ont pas montré de variations sensibles de N.

TABLEAU 2

Refroidissement radiatif de l'air au voisinage du sol

(3 mars 1961 — 23 h)

Altitude au-dessus du sol mètres	Température de l'air °C	Tension de vapeur d'eau mb	ΔT_2 (eau + CO_2) °C/heure	x correction pour tenir compte de $\varepsilon = 0{,}9$ °C/heure	ΔT $\Delta T = \Delta T_2 + x$ °C/heure	ΔN cal. cm^{-2} $min.^{-1}$
0	21,0	17,8				
			— 0,08	— 0,01	— 0,09	+ 0,0008
25	21,0	15,0				
			+ 0,065	— 0,028	+ 0,037	— 0,00034
50	21,3	12,5				
			+ 0,070	— 0,024	+ 0,046	— 0,00034
70	22,4	13,2				
			+ 0,070	— 0,023	+ 0,047	— 0,00052
100	24,2	15,0				
			— 0,30	— 0,021	— 0,32	— 0,003
125	26,0	14,5				
150	28,0	14,5				
			— 0,60	— 0,010	— 0,61	
220	30,0	11,0				
280	29,0	5,0				

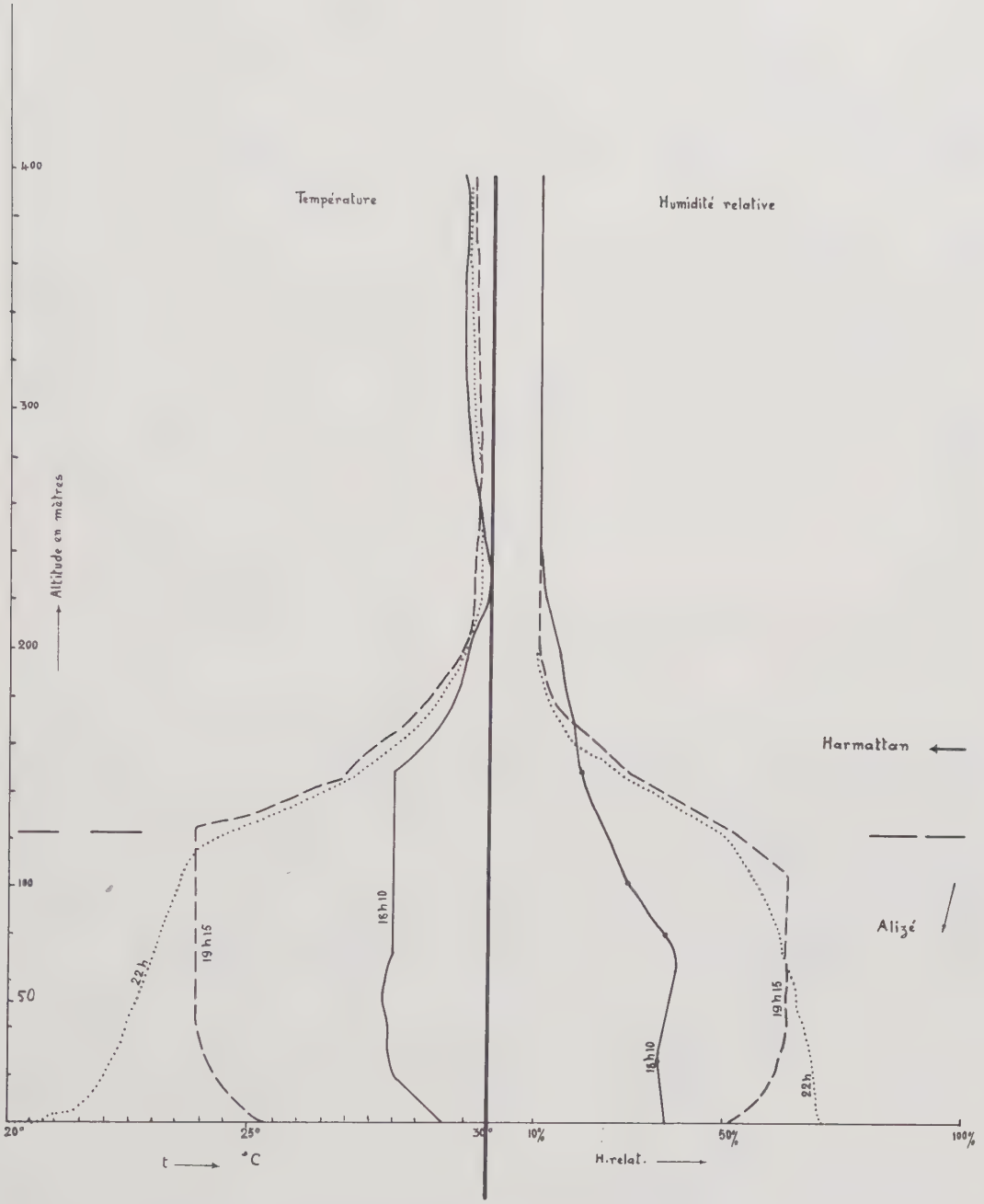


FIG. 14.3. — Refroidissement nocturne de l'air entre le sol et 400 mètres.
(Mesures réalisées au moyen de ballons captifs)

Dakar 29 février 1960
———— 18 h 10 — — — — — 19 h 15 ..... 22 h

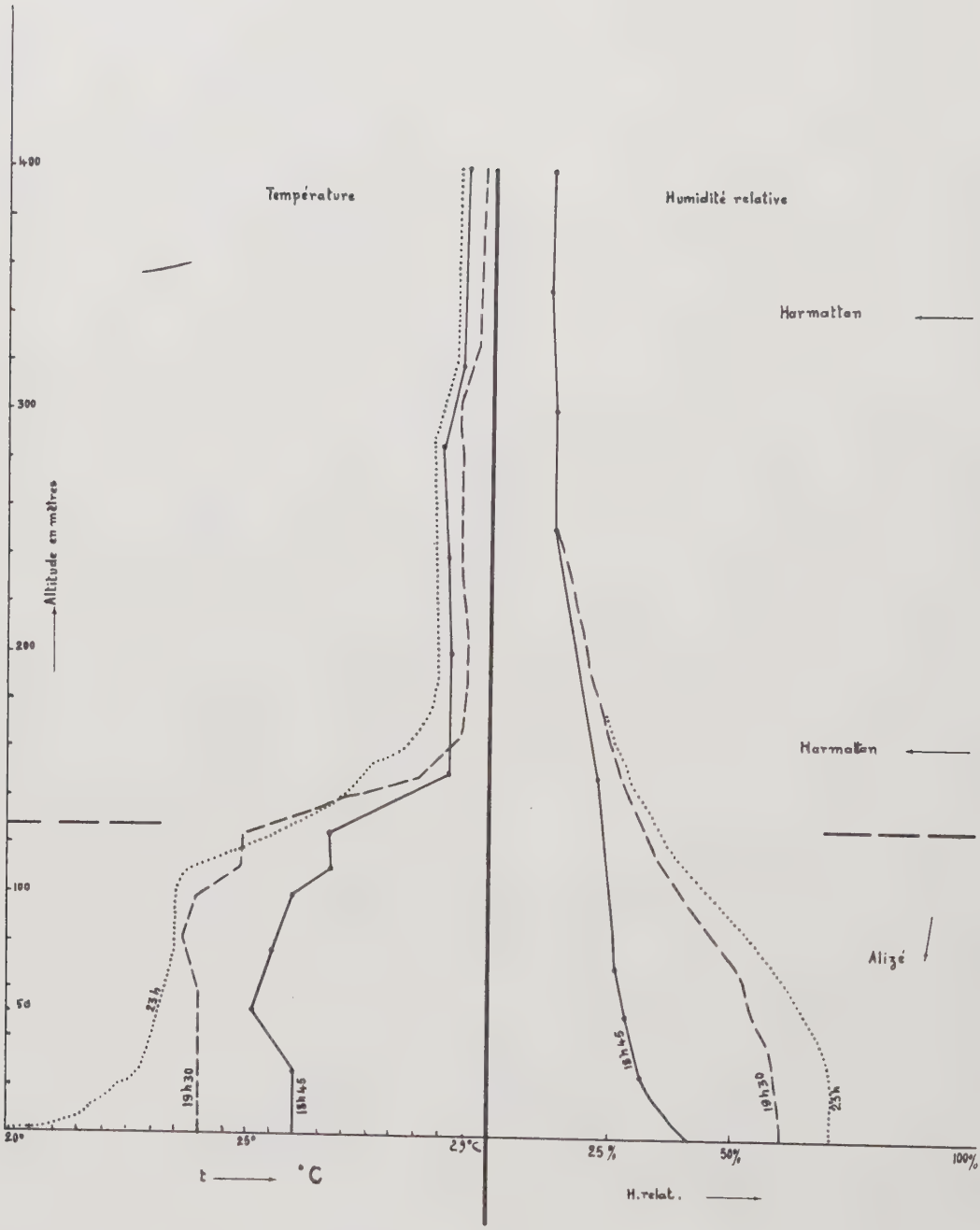


FIG. 14.4. — Refroidissement nocturne de l'air entre le sol et 400 mètres.
(Mesures réalisées au moyen de ballons captifs)

Dakar 2 mars 1960

———— 18 h 45 — — — — — 19 h 30 ..... 23 h

14.2.3. — *Mesures du 29 février 1960 et du 2 mars 1960*

A) *Conditions atmosphériques et résultats des mesures*

Ces mesures ont été effectuées en vue d'étudier le refroidissement rapide de l'air au voisinage du sol au moment du coucher du soleil. On n'a pas effectué des mesures de bilan, mais seulement des mesures de température et d'humidité.

Dans les deux cas, trois séries de mesures ont été effectuées entre 18 h et 23 h. L'heure du coucher du soleil est 19 h 14 minutes.

L'altitude maximum atteinte par le ballon est 400 mètres. On observe toujours une discontinuité très nette entre alizé et harmattan et une forte turbulence à la limite de séparation des deux couches. Entre 18 h et 21 h la vitesse de l'alizé varie entre 2 et 4 m/sec et la zone d'harmattan est parfaitement calme (le ballon monte exactement à la verticale). Après 21 h, la zone de l'alizé est calme et la vitesse de l'harmattan atteint 2 à 3 m/sec.

Les figures 14.3 et 14.4 montrent respectivement pour les 29 février et 2 mars :
— les variations de température et d'humidité entre le sol et 400 mètres au cours de la soirée.

La figure 14.5 montre :
— les courbes de variations de température au cours de la nuit
de la surface du sol
de l'air à 50 cm du sol.
de l'air à 12 m du sol;
— la courbe donnant la vitesse du vent en fonction de l'heure.

B) *Interprétaiton des résultats*

On constate que les variations de température de la couche chaude sont très faibles, tandis que toute la couche humide se refroidit en même temps. Le vent a donc un rôle prépondérant dans le refroidissement rapide de l'air entre 18 h et 19 h 30.

Le vent égalise les températures de l'air et du sol. Au cours de la nuit, lorsque la vitesse de l'alizé décroît, les températures du sol et de l'air immédiatement adjacent s'abaissent, et une petite inversion au sol tend à se créer. Les courbes de la figure 14.5 montrent la grosse influence du vent sur ces températures. A 12 mètres l'effet est déjà très atténué. L'inversion au sol se produit vers 21 heures. Il faut d'ailleurs remarquer que la température minimum est observée, non au sol, mais à 5 ou 10 cm du sol.

En l'absence de vent le rayonnement doit avoir un rôle prépondérant dans le refroidissement de l'air.

On a calculé le refroidissement radiatif moyen en degré par heure pour des couches d'air de 1 mètre aux altitudes suivantes :
— entre le sol et 1 mètre,
— entre 5 et 6 mètres,
— à 12 mètres.

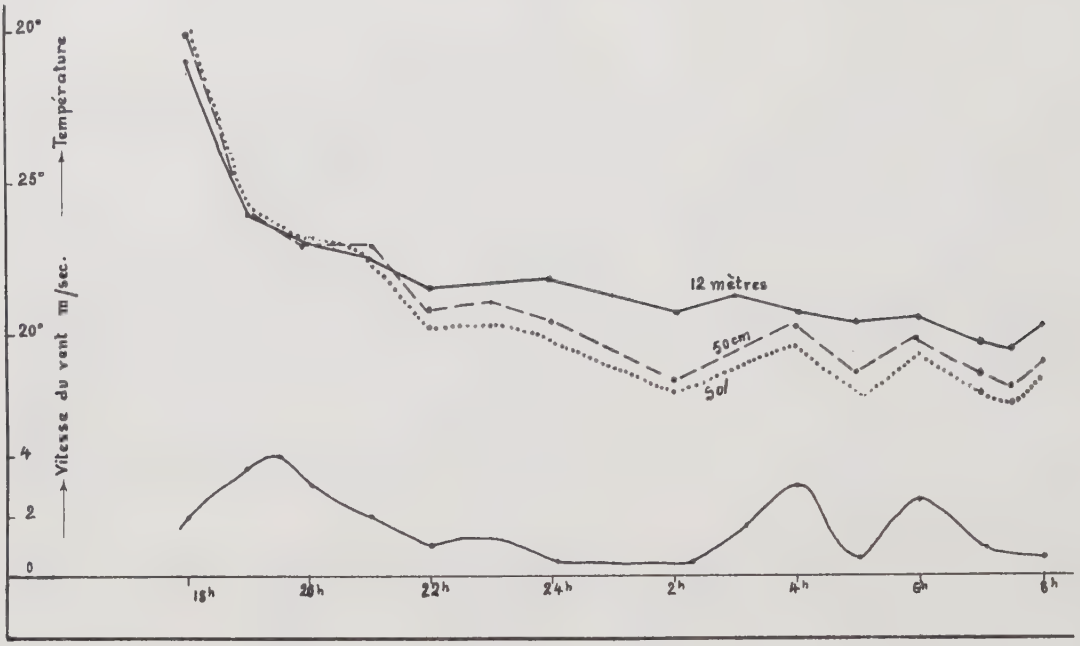
On a fait les calculs à partir de la structure de l'air à 23 h le 2 mars. La température de surface du sol est inférieure de 1 °C à la température de l'air à 50 cm.

Les résultats se trouvent dans le tableau III.

Le refroidissement radiatif tout près du sol est très important, et ce refroidissement est déjà très atténué à 12 mètres. Les valeurs correspondent assez bien aux ordres de grandeur des refroidissements réellement observés. Cependant il s'agit là d'une vitesse de refroidissement instantanée et non d'un refroidissement effectif pendant une heure,

Dakar 29 février 1960

Coucher du soleil 19 h 14'
Lever du soleil 7 h 30'



Dakar 2 mars 1960

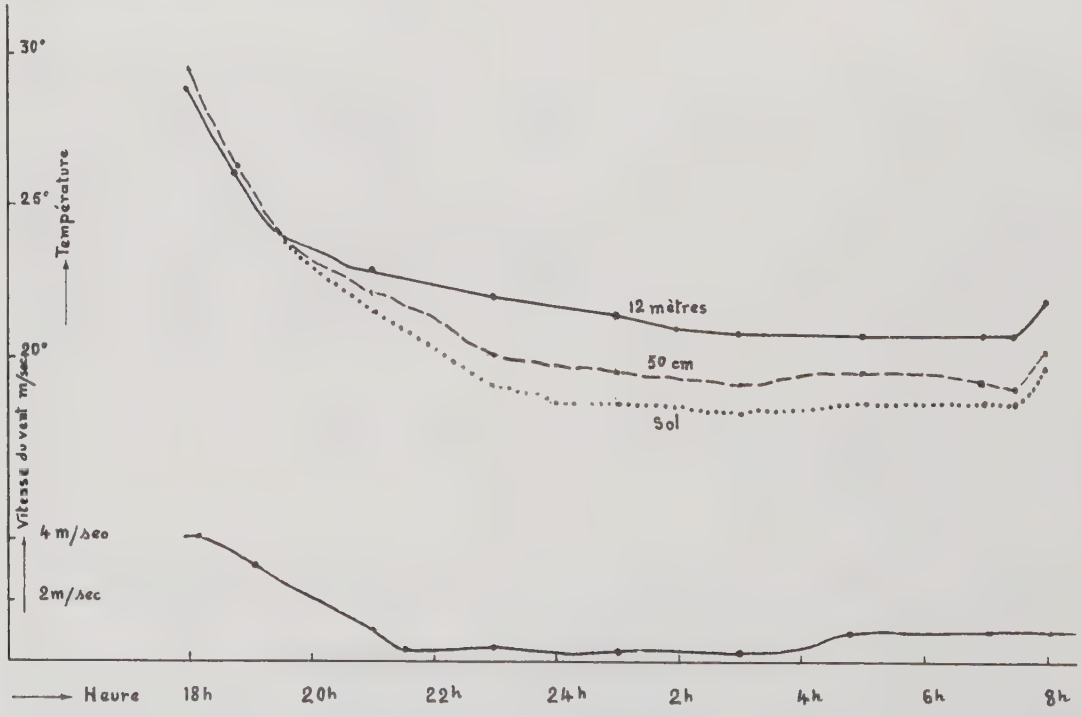


FIG. 14.5. — Refroidissement nocturne de l'air entre le sol et 12 mètres.

TABLEAU III

2 mars 1960

Altitude au-dessus du sol mètres	Température de l'air °C	Tension de vapeur d'eau mb	Refroidissement en °C p/heure
Sol	19	16,1	
1	21	17,1	— 2,46
5	22	17,6	— 1,0
12	22,5	18,0	— 0,76
50	23	17,6	
100	23,5	17,2	
150	27,5	9,1	
200	30	6,3	

puisque cette vitesse diminue au fur et à mesure que se poursuit le refroidissement.

La température de surface du sol est le facteur prépondérant dans les calculs de refroidissement entre le sol et 10 mètres. Etant donné la présence de la couche chaude en altitude, l'effet du rayonnement de l'air au voisinage immédiat du sol conduit à un refroidissement seulement lorsque la température de surface du sol devient inférieure à celle de l'air ambiant.

C) *Conclusion*

— Les calculs et les mesures ont montré que les variations de flux de rayonnement dans une couche d'air de 100 mètres au-dessus du sol sont faibles. Ces variations sont difficilement décelables au bilanmètre.

Le refroidissement radiatif moyen de la couche de 100 mètres adjacente au sol est donc peu important.

— Le sens des variations de température imposées par le rayonnement d'une part, par les mouvement de l'air d'autre part, tendent toujours à s'opposer. Ainsi, pendant la nuit, l'effet du vent est d'atténuer le refroidissement et d'égaliser les températures au sol et de l'air adjacent.

— Le vent joue un rôle essentiel dans le refroidissement rapide de l'air avant le coucher du soleil. Cependant, au cours de la nuit, lorsque la vitesse du vent devient faible, le refroidissement radiatif peut intervenir dans les premiers mètres au-dessus du sol. Son effet est alors de créer une petite inversion de température au sol.

A Dakar, je n'ai jamais observé une inversion au sol au moment du coucher du soleil. L'inversion au sol apparaît 1 heure ou 2 après le coucher du soleil. Souvent elle apparaît seulement à minuit. Elle est toujours faible et l'écart de température entre la surface du sol et l'air à 1 mètre du sol atteint rarement 2 °C. On ne l'observe que de décembre à mars et elle est souvent masquée par l'alizé.

— Le calcul indique toujours un refroidissement radiatif sensible au sommet de la couche humide et dans la couche sèche. Mais les variations de température observées à ce niveau semblent régies par les fluctuations du vent d'Est et le mouvement descendant de ces masses d'air beaucoup plus que par les échanges radiatifs.

CHAPITRE XV

MESURES EN ALTITUDE (de 0 à 2 500 mètres)

Afin de mesurer les variations de flux de rayonnement avec l'altitude, une série d'expériences à bord d'un avion a été réalisée. On a pu ainsi étudier avec précision la configuration des couches d'inversion et mesurer le flux de rayonnement net à différents niveaux.

Tous les vols ont été effectués de nuit et par ciel clair. L'avion utilisé était un avion lent, type « Max Holst » appelé aussi « Broussard ».

15.1. — Dispositifs de mesures

15.1.1. — *Mesures de la pression, de l'altitude et de la vitesse*

L'altitude et la vitesse sont lues sur le tableau de bord de l'avion. La vitesse lue est la vitesse indiquée. La vitesse rectifiée est calculée à partir de la vitesse indiquée. La pression est mesurée au moyen d'un baromètre anéroïde placé dans la cabine de l'avion.

15.1.2. — *Mesures de la température et de l'humidité*

La température et l'humidité relative sont mesurées par un psychromètre d'avion, étudié par le Centre Aérien d'Etudes Météorologiques — Psychromètre C. A. E. M. n° 3 C [32]).

Le psychromètre est fixé sur le mât droit au moyen d'une ferrure comprenant 2 colliers se fixant sur le mât (figure 1). Le collier inférieur se trouve à 90 cm du fuselage, distance comptée entre le fuselage et le bord inférieur de la ferrure.

Pour les corrections de vitesse, les tables C. A. E. M. 16 N 0,8-0,88 dont l'échelle de vitesse est de 40 à 160 nœuds ont été utilisées. Les corrections pour les thermomètres secs et mouillés sont les corrections d'échauffement dues à la vitesse de l'avion et la correction de colonne émergente. Ces corrections d'échauffement sont :

$\Delta T = C\,\Delta T_a$ avec $C = 0{,}8$ pour le thermomètre sec

$\Delta T = C' \frac{\gamma'}{\gamma} \Delta T_a$ avec $C' = 0{,}88$ pour le thermomètre mouillé

ΔT_a est l'échauffement du à l'arrêt adiabatique de l'air

$$\Delta T_a = \frac{5}{10\,000} V^2$$

V étant la vitesse réelle de l'avion par rapport à l'air.

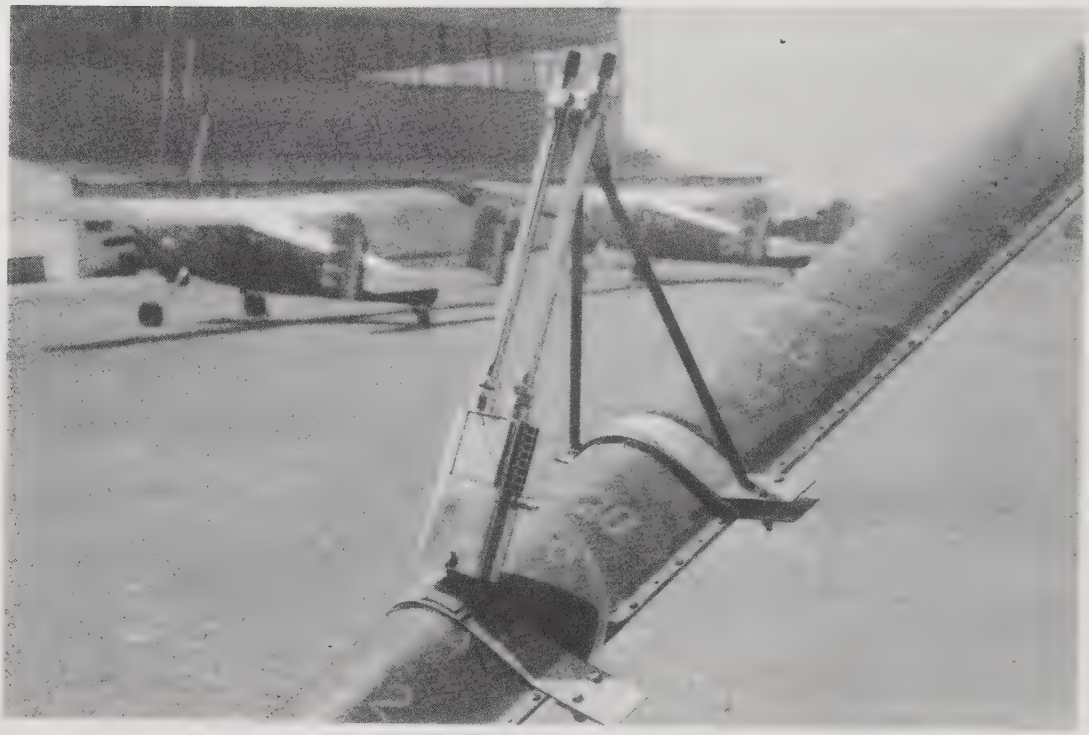


FIG. 15.1. — Psychromètre d'avion.

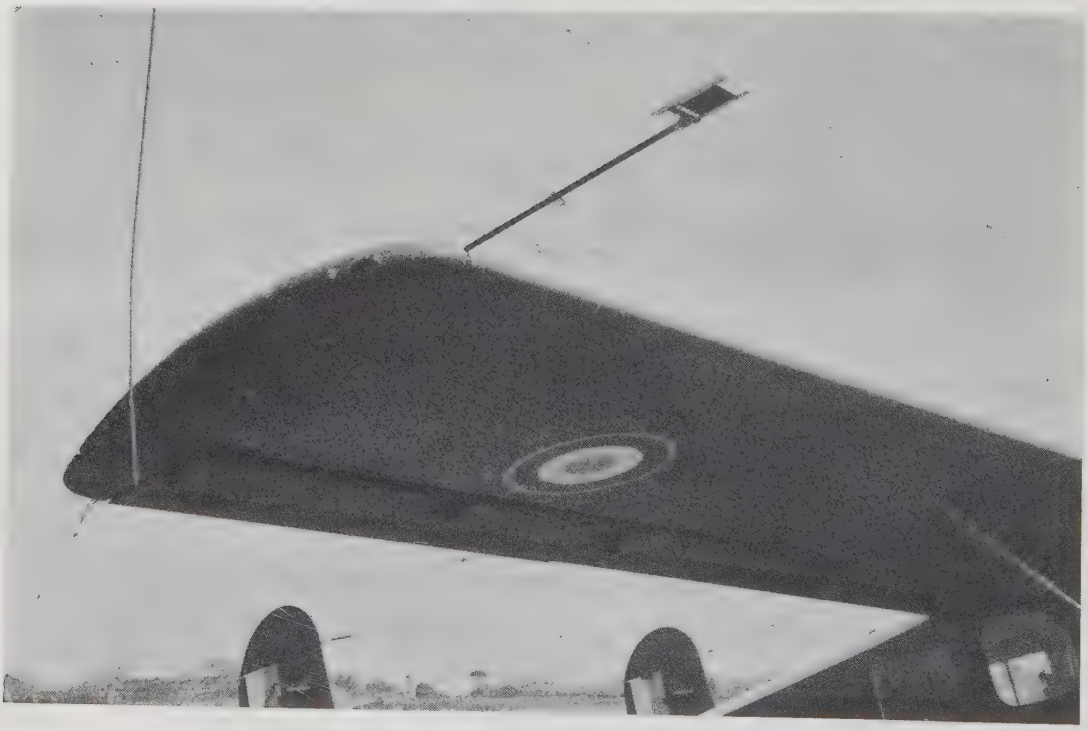


FIG. 15.2. — Bilanmètre fixé sur l'aile.

Les lectures des thermomètres sont effectuées par un observateur assis à la droite du pilote. L'axe de visée de l'observateur doit être perpendiculaire au plan des thermomètres. Les mesures ayant lieu la nuit, il est nécessaire d'utiliser pour les lectures une lampe électrique à foyer réglable dont le faisceau est convenablement dirigé.

15.1.3. — *Mesures du flux net de rayonnement*

A) *Appareil récepteur*

L'appareil utilisé est une plaque de bilanmètre Beckmann montée à l'extrémité d'une tige qui est elle-même fixée à l'extrémité de l'aile droite de l'avion. La plaque réceptrice se trouve ainsi à un mètre en avant de l'aile dans une zone peu perturbée.

La tige est montée de manière que la plaque soit parallèle à la vitesse de l'avion lorsque celui-ci vole en palier horizontal à sa vitesse de croisière. Ainsi les effets de vitesse sont identiques sur les deux faces du bilanmètre. La figure 15.2 montre la plaque fixée à l'avant de l'aile de l'avion.

Afin de protéger l'appareil du rayonnement des gaz chauds sortant du moteur, une plaque métallique ayant la largeur de la plaque réceptrice et une hauteur de 2 cm a été

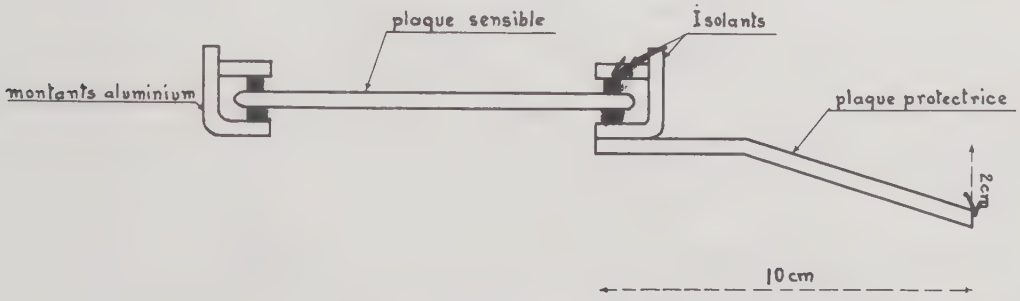


FIG. 15.3. — Dispositif protecteur de la plaque sensible.

fixée sur le côté gauche du bilanmètre (figure 15.3). Ce dispositif n'a pas été employé dans les trois premiers vols. Son introduction n'a pas amené de modification sensible dans l'allure des courbes relevées.

B) *Appareils de lecture*

La force électromotrice développée aux bornes du bilanmètre est comprise entre 1,5 mV et 2,5 mV, mais la résistance intérieure du bilanmètre est de 550 ohms de sorte que le courant maximum produit est de l'ordre de $i = \frac{2}{550}$ ampères, soit environ 4 microampères (en supposant nulle la résistance du microampéremètre).

Aucun millivoltmètre à aiguille ne permettait de mesurer avec une précision suffisante une différence de potentiel de 2 mV aux bornes d'une résistance de 500 ohms. Il était difficile d'utiliser un galvanomètre à spot lumineux faute d'un support suffisamment stable.

Pour cette raison, un microampéremètre à aiguille et un amplificateur introduit entre la sortie du bilanmètre et l'entrée du microampéremètre ont été utilisés.

Afin de simplifier les problèmes d'alimentation et de réduire l'encombrement de l'appareil, un amplificateur à transistors a été construit. Le schéma de l'amplificateur est donné par la figure 15.4. L'alimentation est réalisée au moyen de piles de 6,5 volts.

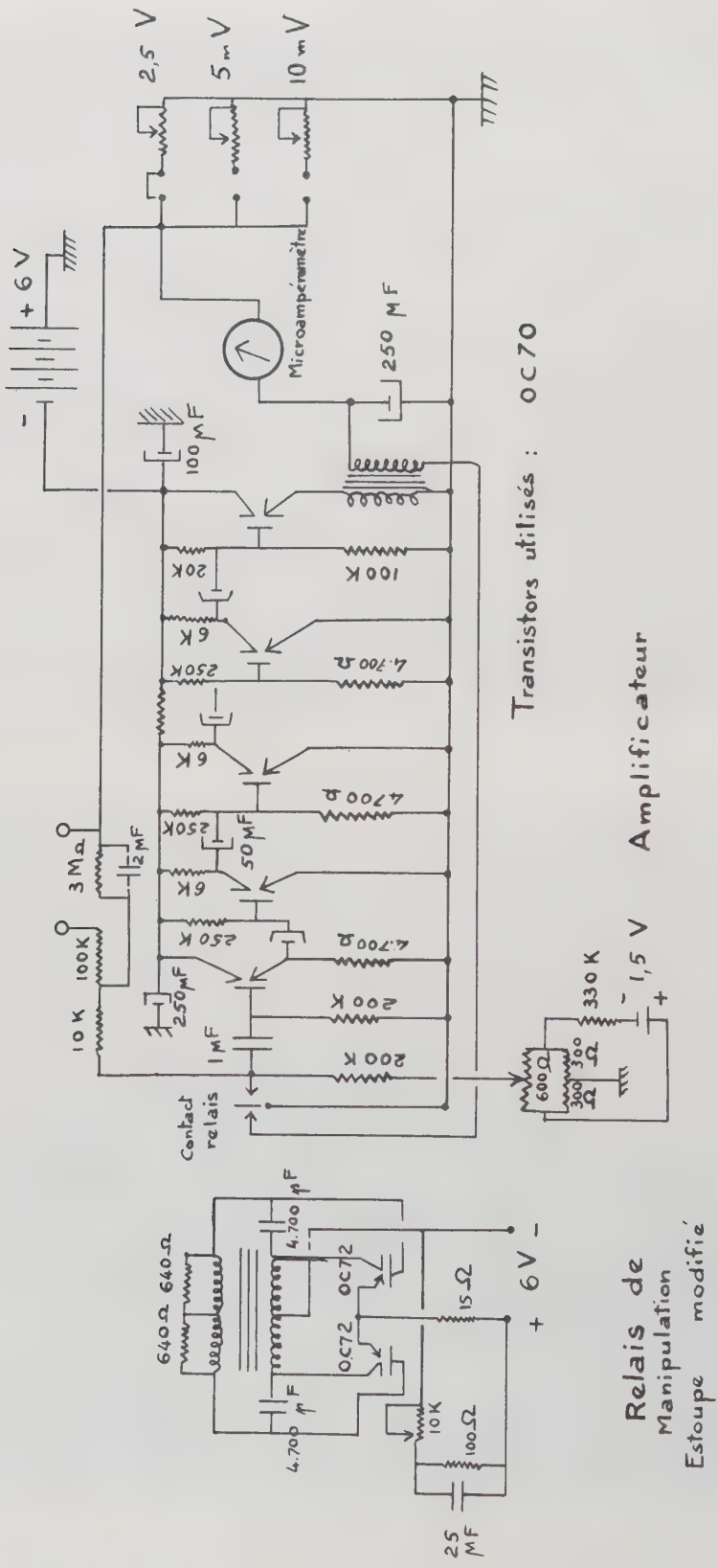


Fig. 15.4. — Millivoltmètre pour tension continue.

Le système d'amplification est un système à vibreur.

Le vibreur est un relais de manipulation Estoupe modifié (voir schéma). L'oscillateur provoquant la vibration du relais est constitué par deux transistors OC 72. La période de vibration obtenue est 120 cycles/sec. La tension continue fournie par les thermopiles du bilanmètre est ainsi hachée par le vibreur et transformée en une tension alternative facile à amplifier. La résistance d'entrée est très grand (de l'ordre du méghom), ce qui évite un débit de courant dans le bilanmètre.

L'amplificateur est à 5 étages. Le premier et le dernier étage sont des étages adaptateurs d'impédance. Les transistors utilisés sont des OC 70.

Sur l'enroulement de sortie du transformateur est un microampéremètre à aiguille dont le cadran comporte 100 divisions. On a prévu 3 sensibilités.

a) 2,5 mV pour toute l'échelle;

b) 5 mV pour toute l'échelle;

c) 10 mV pour toute l'échelle.

En fait dans toutes les mesures effectuées, on a toujours utilisé uniquement la sensibilité 2,5.

Sur chacune de ces 3 positions, un potentiomètre est prévu permettant d'effectuer le réglage de la sensibilité.

Un autre potentiomètre branché aux bornes d'une pile de 1,5 volt destinée à fournir un courant de compensation permet le réglage du zéro avant les mesures.

Etant donné la sensibilité des transistors aux variations de température, la boîte a été calorifugée de manière à atténuer autant que possible les variations rapides de température.

Afin de pouvoir à chaque instant vérifier l'étalonnage, le dispositif suivant est annexé à l'appareil : une pile (dont la f.e.m. est vérifiée avant chaque vol) est branchée aux bornes d'un diviseur de tension ce qui permet d'obtenir les tensions de référence : 2,5 mV - 5 mV - 10 mV.

Au cours d'un même vol, le zéro et l'étalonnage de l'appareil sont vérifiées entre chaque série de mesures. Mais on a constaté que pendant le temps (1 heure 1/2 environ) que duraient les mesures, le zéro et la sensibilité restaient parfaitement stables.

La figure 15.5 montre l'ensemble de l'avion. Les positions du bilanmètre et du psychromètre sont indiquées par des croix.

FIG. 15.5. — Les positions du psychromètre et du bilanmètre sont marquées d'une flèche.

C) *Etalonnage du bilanmètre*

a) *Dispositif d'étalonnage.*

Le bilanmètre a été étalonné en vue d'établir la correction à apporter pour tenir compte des modifications du coefficient d'étalonnage dues à la vitesse de l'avion.

Afin de se placer dans des conditions aussi voisines que possible des conditions de mesure, les étalonnages ont été effectués de nuit.

La plaque réceptrice devant aller sur l'avion est placée à l'extrémité d'une tige de 1,50 mètre elle-même fixée sur l'axe vertical d'un moteur (figure 15.6). Un rhéostat est

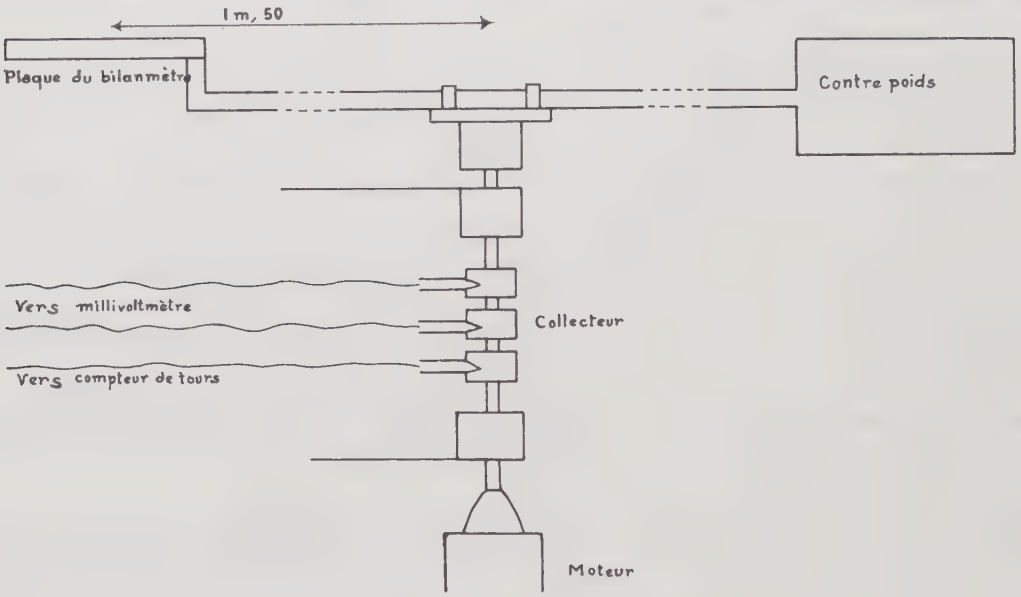


FIG. 15.6. — Dispositif d'étalonnage du bilanmètre.
Mesures en avion — Etalonnage du bilanmètre

intercalé dans le circuit d'alimentation du moteur de manière à pouvoir faire varier sa vitesse.

Les fils de sortie du bilanmètre sont reliés à deux bagues d'un collecteur.

Une troisième bague porte une encoche (ce qui interrompt le contact une fois par tour) et sert au comptage des tours.

Les contacts sont assurés par des lames de ressort munies de contact de relais. Les anneaux de laiton doivent être soigneusement nettoyés et les contacts de relais changés fréquemment de manière à assurer de très bons contacts.

Les lames 1 et 2 sont reliées par un câble à un enregistreur potentiométrique MECI (type Speedomax). La troisième lame est reliée à un compteur de tours à thyratron.

Le bilanmètre mobile est étalonné par comparaison avec un bilanmètre fixe ventilé normalement. La force électromotrice développée aux bornes du bilanmètre fixe est enregistrée sur le même diagramme que la f.e.m. développée aux bornes du bilanmètre mobile. Les mesures sont effectuées par temps calme (vent inférieur à 3 m/sec.) par ciel clair et au début de la nuit, heure à laquelle le bilan de rayonnement est très stable.

La vitesse linéaire de la plaque est calculée d'après le nombre de tours par seconde et la distance de la plaque à l'axe de rotation.

b) *Les variations du coefficient d'étalonnage avec la vitesse.*

La courbe d'étalonnage $K = f(V)$ est représentée figure 15.7. Le coefficient d'étalonnage est porté en ordonnées et la vitesse exprimée en kilomètres/heure est portée en abcisses.

Plusieurs séries de mesures ont été effectuées ainsi à des intervalles de plusieurs jours, et les points trouvés se replacent bien sur la courbe avec une erreur relative inférieure à 3 %.

La courbe montre que, à partir de 60 km à l'heure, les variations du coefficient d'étalonnage sont faibles. La vitesse de croisière de l'avion est 160 km/h; à cette vitesse, une variation de plusieurs kilomètres/heure ne modifie pas sensiblement le coefficient d'étalonnage K.

On sait que le coefficient d'échange thermique entre le bilanmètre et l'air n'intervient que pour une fraction du coefficient d'étalonnage. D'autre part, K varie moins vite que la vitesse.

On admet généralement que, en première approximation, le coefficient de convection est proportionnel à la racine carrée de la vitesse du courant d'air.

Sur la figure 15.7 est représentée la courbe du coefficient d'étalonnage en fonction de $\sqrt{V}$. On voit que la loi de variation de K en fonction de $\sqrt{V}$ n'est plus linéaire lorsque V dépasse 60 km/h. L'accroissement de K est plus faible que ne l'indiquerait une loi de variation linéaire.

c) *Fluctuation du coefficient d'étalonnage pendant le vol.*

La vitesse de croisière de l'avion est comprise entre 160 et 180 km/h. A ces vitesses une variation de 10 % de la vitesse entraîne une variation relative de K égale à $\frac{\Delta K}{K} = \frac{1}{100}$. En fait, on admet que, pour des vitesses pas trop élevées, et lorsque les écarts de température entre l'air et la surface sont faibles, le coefficient de convection est proportionnel au produit ρV, ρ étant la masse spécifique de l'air.

Les variations de densité de l'air peuvent donc modifier la valeur de K et c'est le produit ρV plutôt que la vitesse V elle-même qui doit intervenir.

Supposons que la vitesse indiquée reste constante pendant tout le vol et égale à V_i. La vitesse rectifiée, c'est-à-dire la vitesse réelle de l'avion par rapport à l'air est $\frac{V_i}{\sqrt{\delta}}$ avec $\delta = \frac{\rho}{\rho_0}$

ρ étant la masse spécifique de l'air à l'altitude du vol

ρ_0 étant la masse spécifique de l'air au sol.

A l'altitude z le produit est $\rho_z V_z = \frac{V_i}{\sqrt{\delta}} \rho_z$

Au sol le produit est $\rho_0 V_0 = V_i \rho_0$

Le rapport est $\frac{\rho_z V_z}{\rho_0 V_0} = \sqrt{\delta}$

Le produit ρV varie donc comme $\sqrt{\delta}$

L'altitude maximum des vols effectués est 2 500 mètres.

A Dakar, à 2 500 mètres, la pression est environ 750 mb et la température 12 °C, d'où à cette altitude $\delta = 0{,}77$ et $\sqrt{\delta} = 0{,}88$.

La variation maximum du produit ρV est 12 % à 15 %, ce qui entraîne sur K une diminution de 1 à 2 %.

MESURES EN AVION ÉTALONNAGE DU BILANMÈTRE

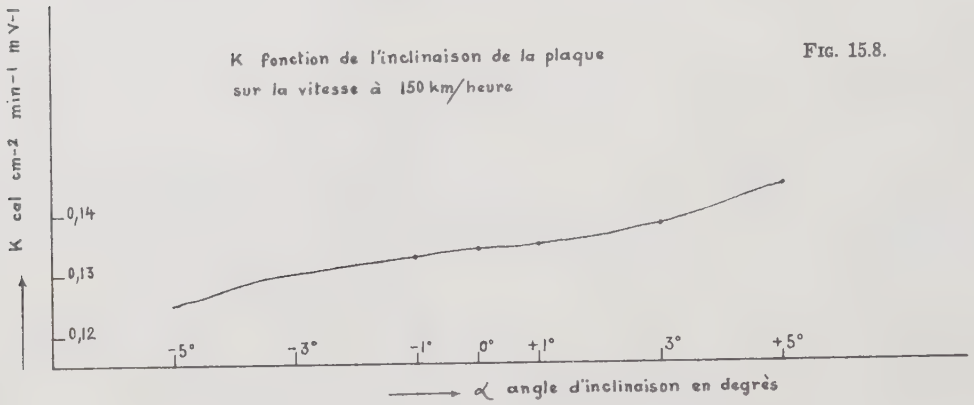


FIG. 15.8.

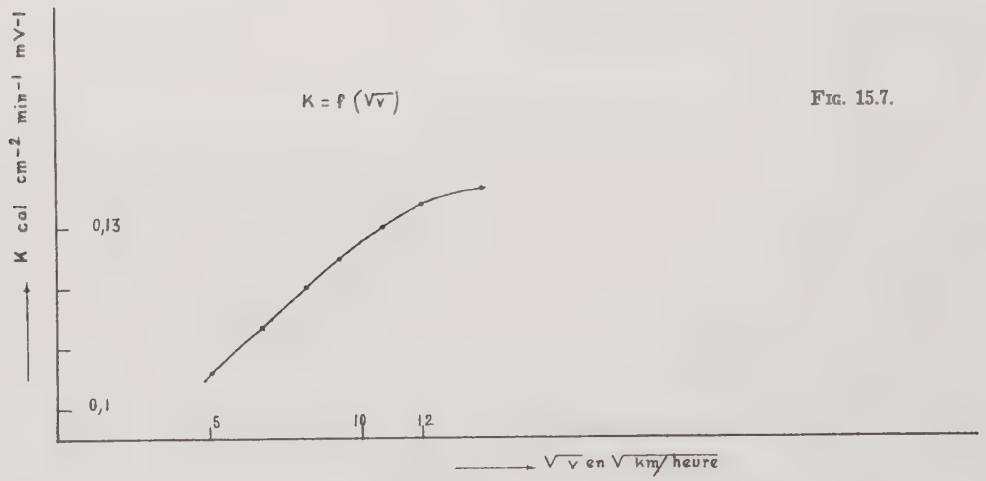


FIG. 15.7.

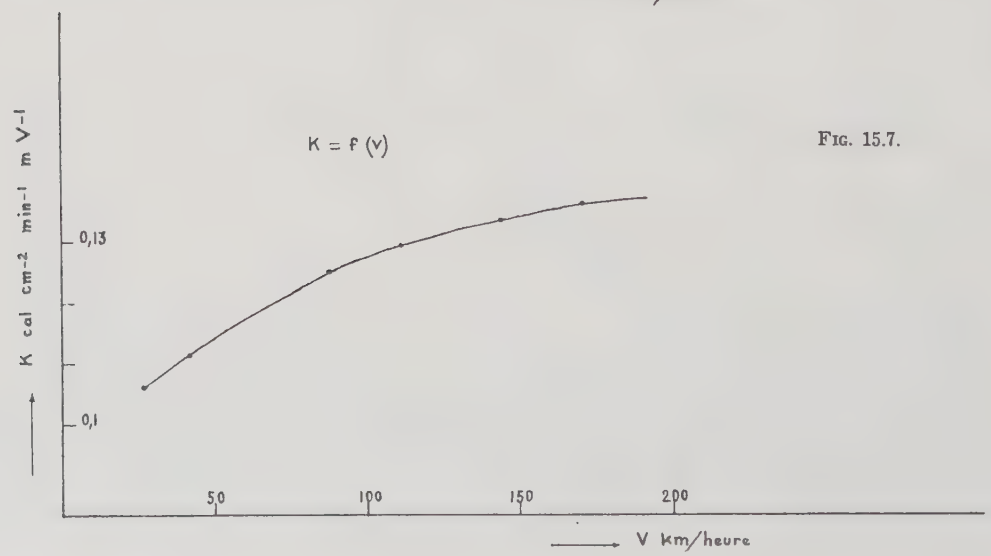


FIG. 15.7.

d) *Horizontalité de la plaque pendant le vol. Angle d'inclinaison de la plaque réceptrice sur la vitesse.*

La plaque doit rester parallèle à la vitesse de l'avion.

La figure 15.8 montre, à vitesse constante, les variations de K avec l'angle de la plaque réceptrice avec la vitesse. La courbe montre que l'écart doit rester inférieur à 3° Cette condition est réalisée normalement. Seules ont été utilisées les mesures effectuées en paliers rectilignes horizontaux à vitesse de croisière normale.

L'expérience a montré que l'influence de l'angle était plus faible aux grandes vitesses

Inclinaison de la plaque sur l'horizontale.

Si la vitesse reste parallèle à la plaque, une légère inclinaison de la plaque sur l'horizontale a peu d'influence. Les mesures ont montré qu'une inclinaison de 10° produit une variation de la valeur du flux inférieure à 3 %.

15.1.4. — *Conditions de vol*

Aussi bien pour les lectures du thermomètre que pour les lectures du bilanmètre, certaines conditions de vol doivent être respectées.

Les mesures étant effectuées en paliers, les paliers doivent être suffisamment longs pour que les indications des appareils soient stabilisées. La vitesse doit être constante pendant toute la durée du palier. L'avion est maintenu aussi horizontal que possible et le vol se fait en ligne droite. Des paliers sont effectués aux mêmes altitudes à la montée et à la descente, ce qui permet une vérification des mesures.

Des lectures des thermomètres sont effectuées entre les paliers. Pour cette raison la montée doit être aussi régulière que possible et à vitesse constante.

La vitesse choisie pour les paliers était 80 nœuds ou 75 nœuds.

En atmosphère perturbée, les lectures sont peu sûres. Le passage de la couche humide à la couche sèche est généralement très brutale. A la surface de séparation de ces deux couches, les variations de température peuvent être de plusieurs degrés sur une même horizontale. Dans ce cas aussi les mesures sont peu sûres.

En définitive on peut admettre que :
— les températures sont mesurées avec une précision de 0,3 °C;
— les flux de rayonnement sont mesurés en valeur absolue avec une précision de 10 % et en valeur relative avec une précision de 5 % environ.

15.2. — **Résultats des mesures**

Une série de 5 vols a été effectuée au cours des mois de mars et avril 1961, et un vol le 28 juin 1960.

Les mesures ont toujours eu lieu au début de la nuit, entre 20 h 30 et 22 h 30, et la nébulosité était toujours nulle. Au cours de chaque vol, des paliers sont réalisés aux altitudes : 250 m - 500 m - 750 m - 1 000 m - 1 500 m - 2 000 m - 2 500 m.

Seules les mesures de flux de rayonnement effectuées pendant les paliers sont retenues.

Les résultats des mesures sont donnés par les figures 15.9 et 15.14. Pour chaque série de mesures, on donne un diagramme comportant :

1° la structure de l'atmosphère jusqu'à 2 500 m (température - humidité relative - vent);

2° les courbes des flux nets de rayonnement en fonction de l'altitude exprimés en calories min^{-1} cm^{-2};

— flux mesurés;

— flux calculés par les abaques d'ELSASSER (1942);

— flux calculés par les tables numériques d'ELSASSER (1960);

— flux calculés par les abaques de YAMAMOTO.

3° les courbes de refroidissements moyens déduits des quatre courbes du 2° et exprimés en degré par jour.

Les calculs sont d'abord effectués en considérant le sol comme un corps noir, pris à la température de l'air ambiant.

28 juin 1960 (Fig. 15.9)

L'inversion de température est intense et sa base est à 300 mètres. La majeure partie de la troposphère est occupée par le vent d'Est. Au sol, le vent est légèrement NW. La vitesse du vent est faible dans toute la basse troposphère.

L'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue dans la troposphère est

$$u = 2{,}9 \text{ g. cm}^{-2}$$

27 mars 1960 (Fig. 15.10)

Cette mesure est faite au cours d'une période d'alizé. L'alizé souffle jusqu'à 1 500 m et à 1 500 m, le vent tourne à l'Ouest.

Tous les courants étant d'origine océanique, l'inversion est une inversion d'alizé. Le sommet est à 1 100 m et la base vers 300 m. La visibilité au sol est seulement 5 km.

L'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue dans la troposphère est

$$u = 1{,}3 \text{ g. cm}^{-2}$$

4 avril 1961

L'alizé souffle au sol et jusqu'à 1 500 m environ. Un courant S-SE surmonte l'alizé. L'inversion de température part du sol, mais étant donné l'absence de vents d'Est, la température maximum notée est 26 °C. La haute atmosphère est sèche.

L'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue dans la troposphère est

$$u = 1{,}2 \text{ g. cm}^{-2}$$

11 avril 1961 (Fig. 15.1)

L'inversion de température est intense. L'alizé souffle au voisinage du sol, et le vent d'Est occupe une partie de la basse troposphère. Pendant la journée, le vent d'Est arrivait jusqu'au sol. Aussi la couche descend très bas.

L'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue dans la troposphère est

$$u = 1{,}38 \text{ g. cm}^{-2}$$

20 avril 1961 (Fig. 15.12)

On observe encore une inversion de température intense, mais la couche chaude descend moins bas que le 11 avril. L'alizé occupe les 2 000 premiers mètres, et la couche d'inversion ainsi que la couche chaude isotherme sont situées dans la zone de l'alizé. L'alizé est surmonté par le vent d'Est. Pendant la journée, la couche de vent d'Est s'abaissait jusqu'à 500 mètres du sol.

L'inversion de température part du sol, et son sommet se situe vers 300 m. Au-dessus de l'inversion, l'atmosphère est très sèche jusqu'à l'altitude (4 000 mètres) où le courant du Sud amène une certaine humidité.

L'épaisseur effective de vapeur de'au contenue dans la troposphère est

$$u = 0{,}93 \text{ g. cm}^{-2}$$

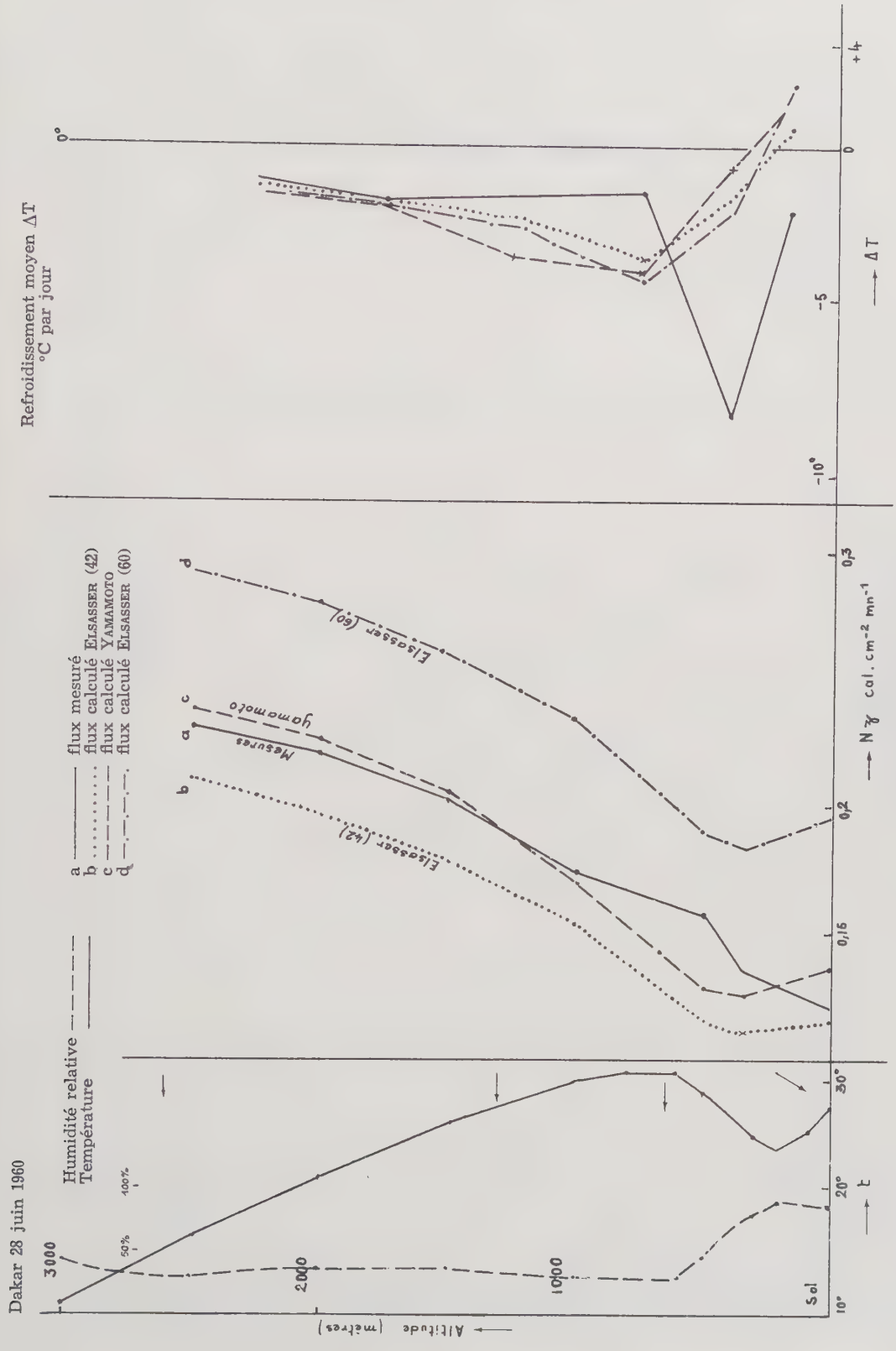


FIG. 15.9. — Mesures en altitude.
Flux de rayonnement net : $N_s = U_s\uparrow - D_s\downarrow$

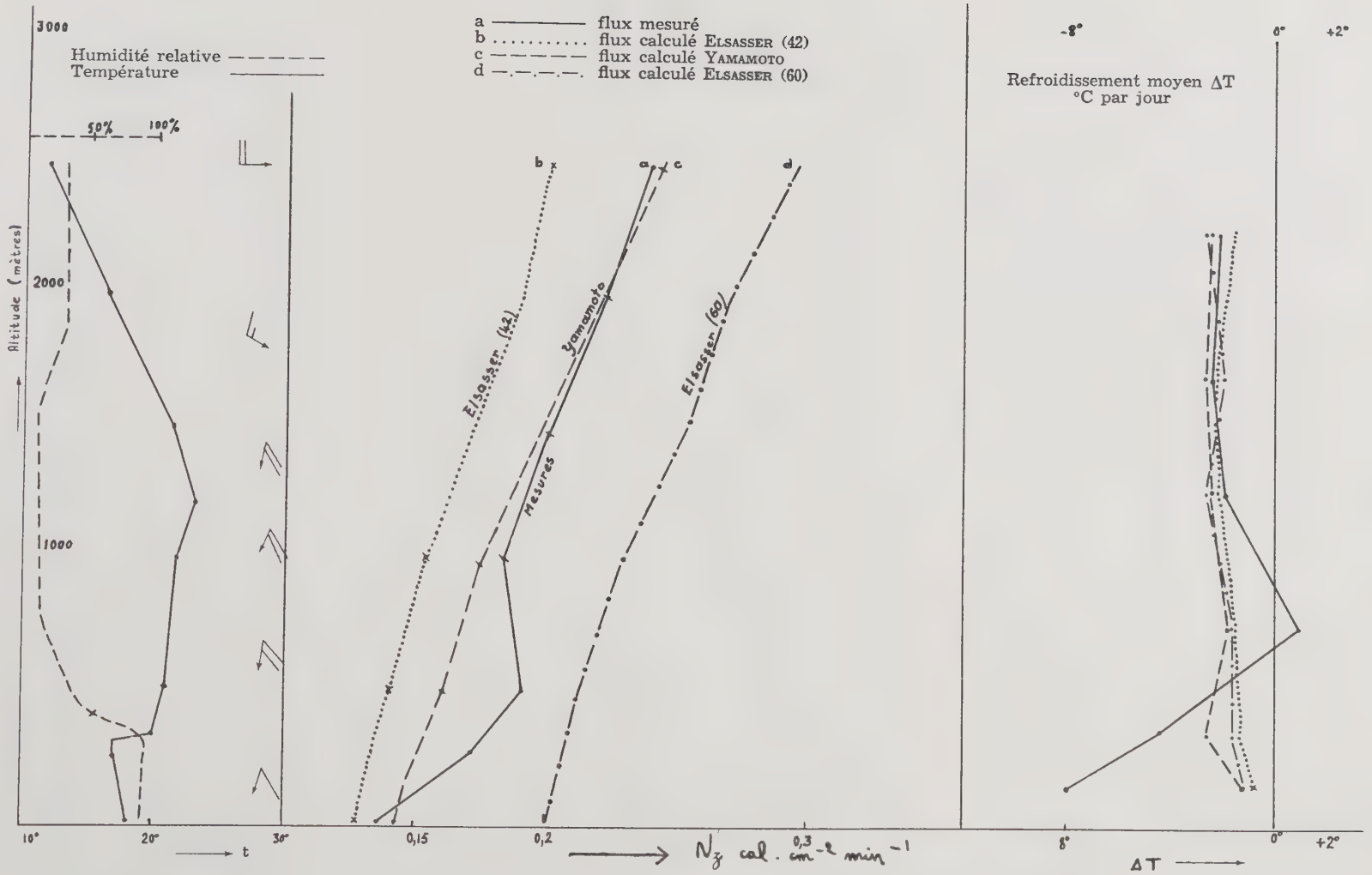


FIG. 15.10. — Mesures en altitude.
Flux de rayonnement net : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$

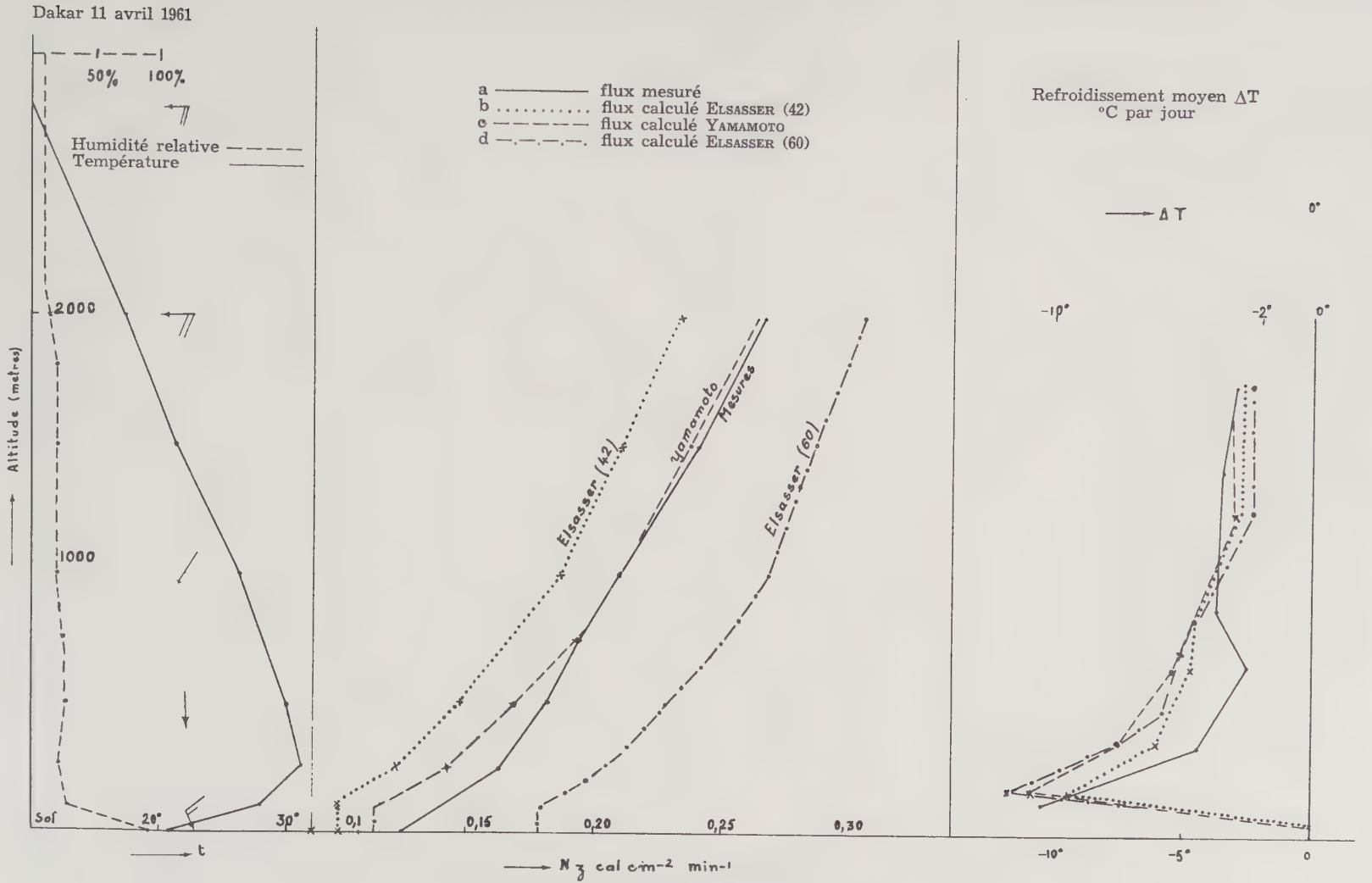


FIG. 15.11. — Mesures en altitude.
Flux de rayonnement net : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$

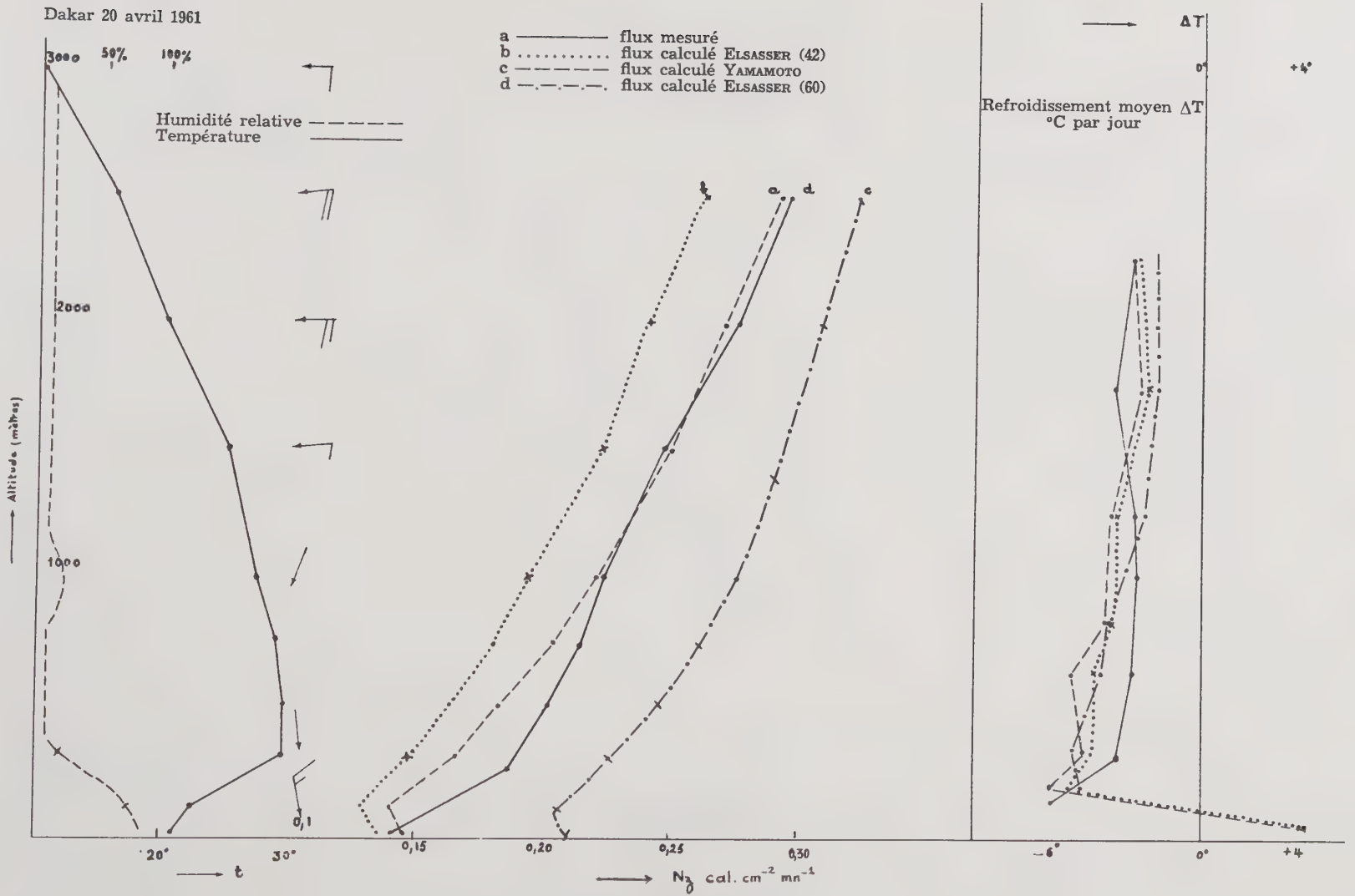


Fig. 15.12. — Mesures en altitude.
Flux de rayonnement net : $N_z = U_z\uparrow - D_z\downarrow$

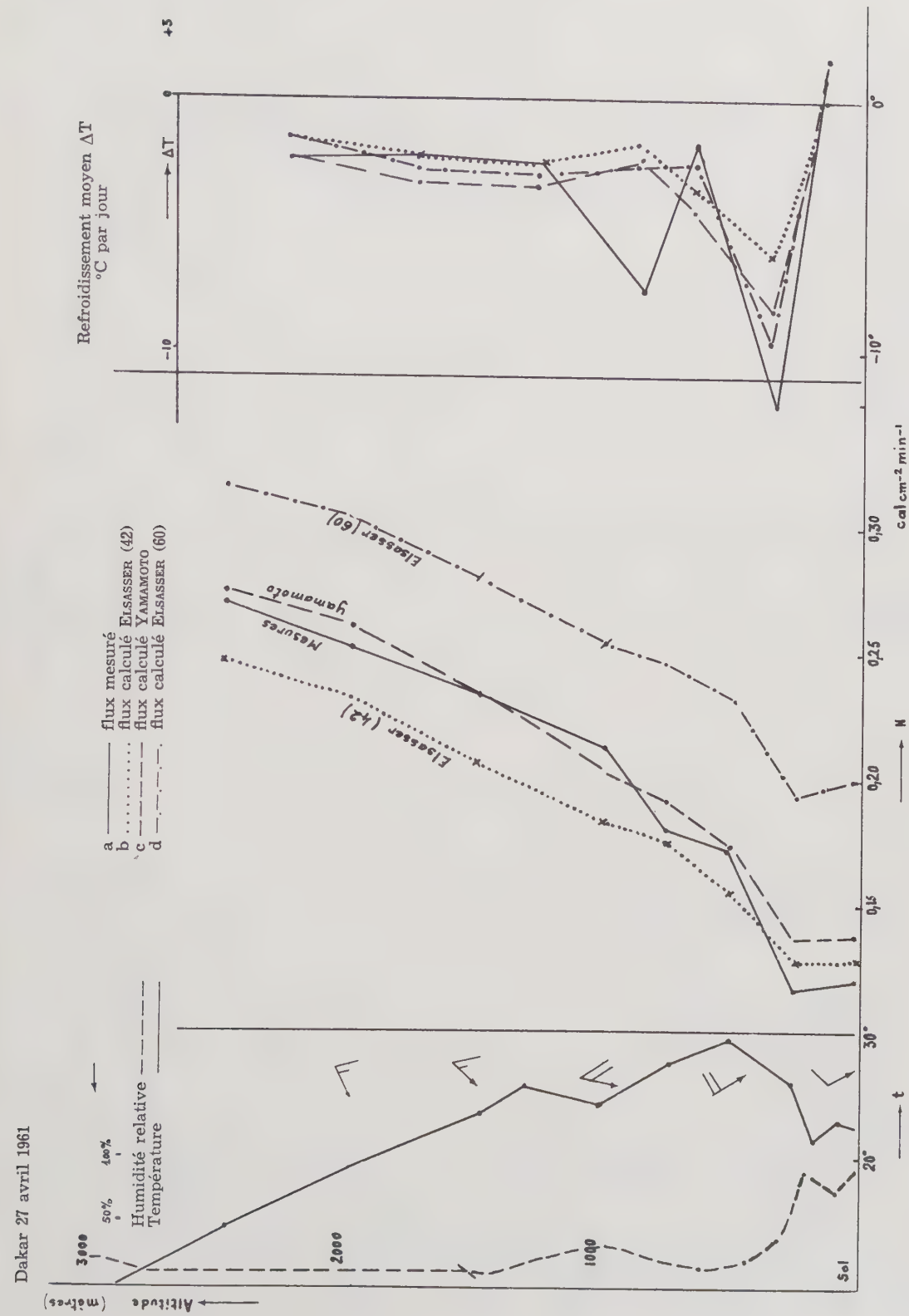


Fig. 15.13. — Mesures en altitude.
Flux de rayonnement net : $N_s = U_s\uparrow - D_s\downarrow$

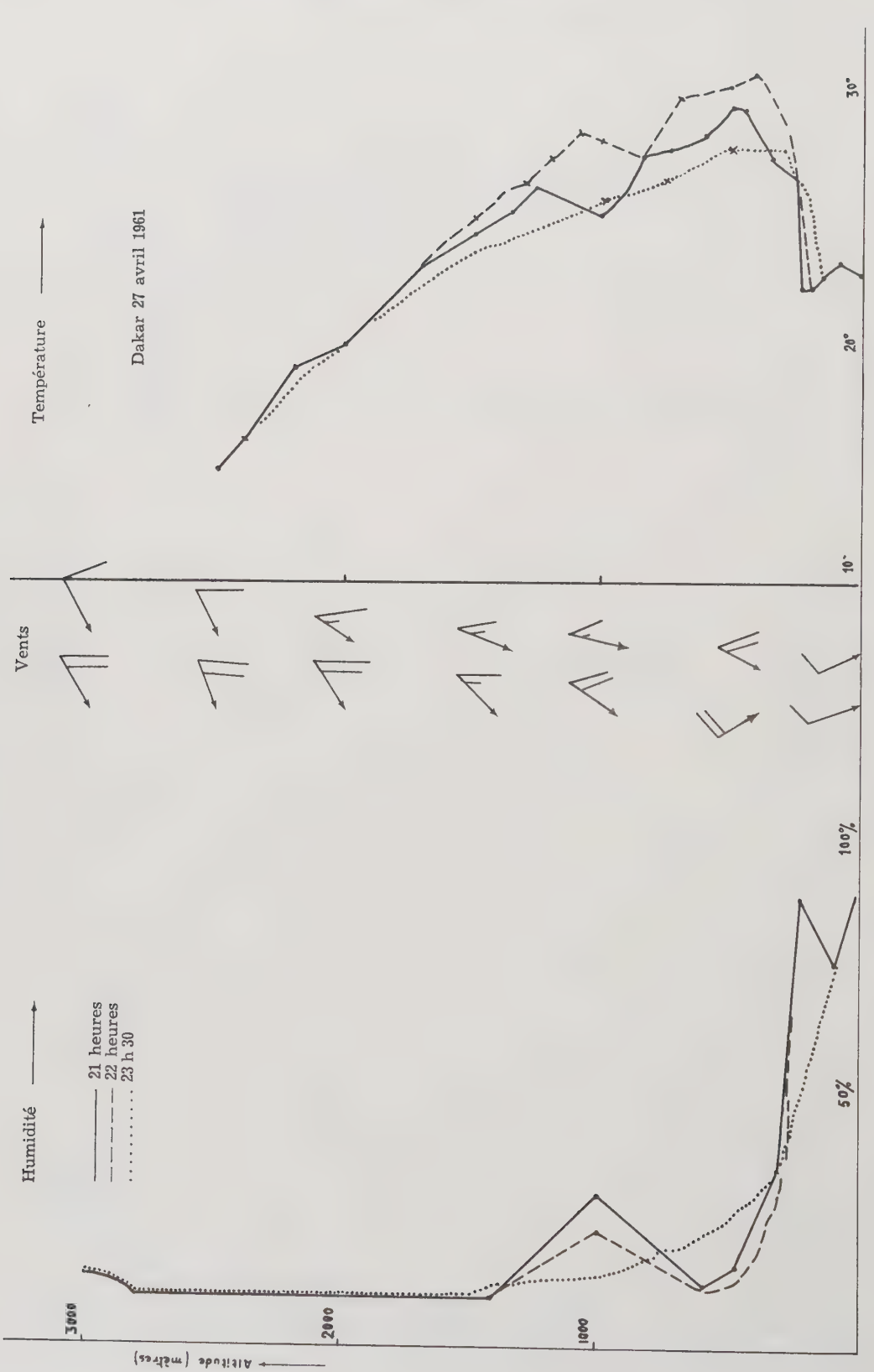


Fig. 15.14. — Mesures en altitude.

27 avril 1961 (Fig. 15.13)

Au cours de la journée, les vents au sol venaient de l'Ouest. L'alizé s'est rétabli dans la soirée.

Dans les 1 000 premiers mètres, l'atmosphère est très perturbée.

Pendant la montée, on observe à 250 mètres, sur un même palier horizontal des variations de température allant jusqu'à 3 °C et des variations de flux anormales. Les écarts de températures observés entre la montée et la descente sont importants.

La figure 15.14 montre la structure relevée pendant la montée (entre 21 h et 21 h 45), la structure relevée pendant la descente (entre 22 h et 22 h 15) et la structure fournie par le radiosondage de minuit.

Les mesures en avion montrent deux inversions de température. Ces deux inversions se sont accentuées et abaissées très sensiblement entre 21 h et 22 h. L'inversion la plus élevée a complètement disparu à minuit. Les écarts de température les plus importants sont observés vers le sommet des inversions. L'instabilité de la basse atmosphère se traduit par une forte turbulence entre 250 et 1 000 mètres. Cette turbulence est particulièrement accentuée enre le sommet de la couche d'inversion inférieure et la base de la couche d'inversion supérieure. A minuit, l'alizé s'est rétabli entre le sol et 1 000 mètres et on retrouve l'inversion de température habituelle à cette époque de l'année.

Les mesures de flux entre 1 500 et 2 500 mètres paraissent normales. Plus bas, les variations rapides de température entraînent des variations continuelles du flux. De plus, l'instabilité de l'atmosphère empêche de maintenir l'avion assez horizontal pour obtenir des mesures sûres.

Néanmoins, la figure 15.13 donne les valeurs moyennes des flux mesurés pendant la montée et les valeurs des flux calculés à partir des valeurs de température et d'humidité relevées pendant la montée.

L'épaisseur effective de vapeur d'eau contenue dans la troposphère est

$$u = 1{,}36 \text{ g. cm}^{-2}$$

15.3. — *Flux net de rayonnement mesuré au sol et flux net de rayonnement mesuré en altitude*

L'altitude la plus basse adoptée pour les mesures est 250 mètres. Une difficulté consiste à comparer les mesures au sol et les mesures en altitude. En effet, les valeurs des flux nets de rayonnement mesurées au sol varient beaucoup d'un point à un autre de la presqu'île.

Ainsi, le 27 avril, 1 bilanmètre placé à 1 mètre au sol donnait :

Au-dessus du terrain d'aviation	$N = 0{,}180$ cal. $cm^{-2} min^{-1}$
Au-dessus du sable nu	$N = 0{,}120$ cal. $cm^{-2} min^{-1}$
Au-dessus d'un terrain recouvert d'herbes sèches	$N = 0{,}142$ cal. $cm^{-2} min^{-1}$

Les différences trouvées sont beaucoup plus importantes que celles pouvant résulter des erreurs de mesures.

On est donc amené à prendre pour la valeur au sol une valeur moyenne (en éliminant d'ailleurs la valeur mesurée sur la piste d'aviation elle-même; le terrain de la piste conserve fortement la chaleur et n'est pas représentatif de la presqu'île).

D'autre part, il n'est guère possible de mesurer le flux net au-dessus de la mer à son niveau.

Le 11 avril, de longs paliers horizontaux ont été effectués au-dessus de la mer et au-dessus de la presqu'île à 250 mètres et à 1 000 mètres. Dans la limite de précision

des mesures, le flux net mesuré au-dessus de la mer est identique à celui mesuré au-dessus de la presqu'île.

Il subsiste donc une certaine imprécision quand on compare la mesure au sol et les mesures en altitude.

15.4. — Comparaison des flux nets et des refroidissements moyens calculés par différentes méthodes

15.4.1. — *Remarques générales*

En comparant les valeurs calculées par les trois méthodes signalées, on fait les constatations suivantes :

— les valeurs absolues des flux nets de rayonnement diffèrent beaucoup les unes des autres, mais les trois courbes N_z ont sensiblement la même allure;

— les refroidissements moyens calculés diffèrent assez sensiblement dans les premières centaines de mètres, mais sont très voisins entre 1 000 et 2 500 mètres.

15.4.2. — *Abaques d'Elsasser (1942) et abaques de Yamamoto*

On a vu (cf. chapitre 7) que les valeurs adoptées pour $P(u)$ par Yamamoto étaient légèrement supérieures aux valeurs adoptées par Elsasser. D'autre part Elsasser considérait le gaz carbonique comme complètement absorbant dans l'intervalle 13-17 μ et aucune correction n'était prévue pour tenir compte des proportions respectives de gaz carbonique et de vapeur d'eau.

Il résulte de cela que, au voisinage du sol, les valeurs des flux descendants calculés par Elsasser sont supérieurs de 3 à 5 % aux flux descendants calculés par Yamamoto. Par suite les flux nets au sol calculés par Elsasser sont inférieurs de 8 à 15 % aux flux nets calculés par Yamamoto.

Les courbes de N_z en fonction de l'altitude calculées par ces deux types d'abaques divergent. L'écart entre les deux valeurs de N_z augmente avec l'altitude. Comme N_z augmente aussi avec l'altitude, cet écart reste compris entre 8 et 15 % de la valeur moyenne de N_z.

Les refroidissements moyens calculés par les abaques d'Elsasser sont donc un peu plus faibles que les refroidissements moyens déduits des abaques de Yamamoto.

15.4.3. — *Abaques de Yamamoto et tables numériques d'Elsasser (1960)*

Pour tenir compte du gaz carbonique, Elsasser utilise une méthode analogue à celle de Yamamoto.

Mais les valeurs adoptées par Elsasser pour la transmission moyenne de la vapeur d'eau dans l'ensemble du spectre (cf. chapitre 7) sont supérieures à celles adoptées par Yamamoto. De plus Elsasser introduit une correction de température qui accentue cet écart vers les basses températures.

Il en résulte que, au voisinage du sol, les flux descendants calculés par Elsasser sont inférieurs de 12 à 16 % à ceux calculés par Yamamoto.

Au sol, les flux nets calculés par ces deux méthodes peuvent différer de 30 à 50 % de leur valeur moyenne. En altitude, l'écart entre les deux valeurs calculées N_z se

maintient à peu près constant dans les premières centaines de mètres, puis diminue avec l'altitude. Les deux courbes convergent donc légèrement. Sur les courbes présentées, cette convergence vers 2 000 mètres est particulièrement accentuée lorsque la troposphère est très sèche au-dessus de 2 000 mètres. Ceci s'explique assez aisément. Dans l'atmosphère libre, les variations de flux descendant sont toujours beaucoup plus importantes que les variations du flux ascendant et les variations du flux net reflètent essentiellement l'augmentation du flux descendant. De plus, dans les exemples choisis, il existe toujours une forte inversion de température au voisinage du sol. En conséquence, le flux ascendant est maximum au sommet de l'inversion et, vers 2 000 mètres, il a sensiblement la même valeur qu'au sol. Le flux net à 2 000 mètres dépend donc uniquement de la température du sol et de l'état de l'atmosphère au-dessus de 2 000 mètres.

L'écart entre les valeurs absolues des flux descendants, et par suite des flux nets calculés par les deux méthodes est d'autant plus faible que l'épaisseur de vapeur d'eau au-dessus de 2 000 mètres est plus faible.

Entre le sol et 1 000 mètres, les refroidissements calculés par les tables numériques sont égaux, inférieurs ou supérieurs à ceux calculés par les abaques de YAMAMOTO, selon la configuration de la couche d'inversion.

Entre 1 000 et 2 500 mètres, les refroidissements moyens calculés par les tables d'ELSASSER sont égaux ou légèrement inférieurs à ceux calculés par les abaques de YAMAMOTO.

15.5. — Comparaison des flux nets et des refroidissements moyens calculés et mesurés

15.5.1. — *Remarque générale*

Les mesures de flux net N_z montrent bien une augmentation de N_z avec l'altitude comme il est prévu par la théorie.

Au-dessus de 1 000 mètres, la courbe de N_z mesuré a sensiblement la forme des trois courbes de N_z calculé.

Par contre, entre le sol et 1 000 mètres, on observe des divergences assez importantes.

15.5.2. — *Observations entre 1 000 et 2 000 mètres*

Les valeurs absolues de N_z mesuré concordent assez bien avec celles de N_z calculé par les abaques de YAMAMOTO.

Mais les valeurs absolues des flux mesurés au bilanmètre ne sont pas connues avec une précision supérieure à 8 ou 10 %.

On peut donc simplement dire que les abaques de YAMAMOTO donnent des valeurs plus proches des mesures que les autres méthodes.

Il faut aussi voir quelle précision on peut attendre des valeurs calculées par les abaques. Si nous supposons exactes à moins de 1 % les valeurs adoptées pour la transmission de la vapeur d'eau, à moins de 0,2 % les températures absolues, et à moins de 10 % l'humidité relative, la méthode de calcul permet d'évaluer les flux nets avec une précision de 2 % environ.

Si l'on suppose les abaques exactes, ainsi que toutes les approximations faites au sujet de l'effet de la pression et de la température sur les coefficients d'absorption, la

principale cause d'erreur dans les calculs provient d'une mauvaise appréciation de l'humidité.

L'imprécision sur l'évaluation de l'humidité relative est d'autant plus grande que la couche est plus sèche. Pour une humidité relative voisine de 50 %, une erreur de 0,3 °C sur les températures de chacun des thermomètres produit au maximum une erreur relative de 2 %.

Pour une humidité relative de 10 %, les mêmes erreurs sur les températures peuvent conduire à des erreurs sur l'humidité, de l'ordre de 30 %.

Pour avoir une idée des répercussions que cela entraîne sur les calculs des flux on suppose que, pour la nuit du 20 avril 1961 par exemple (figure 15.12) l'humidité relative de l'atmosphère entre 2 000 et 4 000 mètres est 15 % au lieu de 10 %. Cette augmentation de l'humidité relative se traduit par une augmentation de 2 % environ sur la valeur du flux descendant à 2 000 mètres et par une diminution de 3 % sur la valeur du flux net calculé à ce même niveau.

On peut donc admettre que les valeurs des flux nets sont calculées avec une précision de 4 %.

Les flux mesurés aux différents niveaux sont comparables entre eux avec une précision de 4 % à 5 %.

Ainsi, il n'est guère possible d'espérer trouver une coïncidence de la courbe mesurée et d'une courbe calculée avec une précision supérieure à 4 ou 5 %.

On peut admettre que, dans la limite de précision des mesures, la courbe de N_z mesuré entre 1 000 et 2 500 mètres correspond bien à la courbe déduite des abaques de YAMAMOTO.

Les vitesses de refroidissement déduites des mesures de flux correspondent aux refroidissements mesurés. La précision des mesures ne permet pas de dire si les refroidissements mesurés correspondent à une méthode de calcul plutôt qu'à une autre.

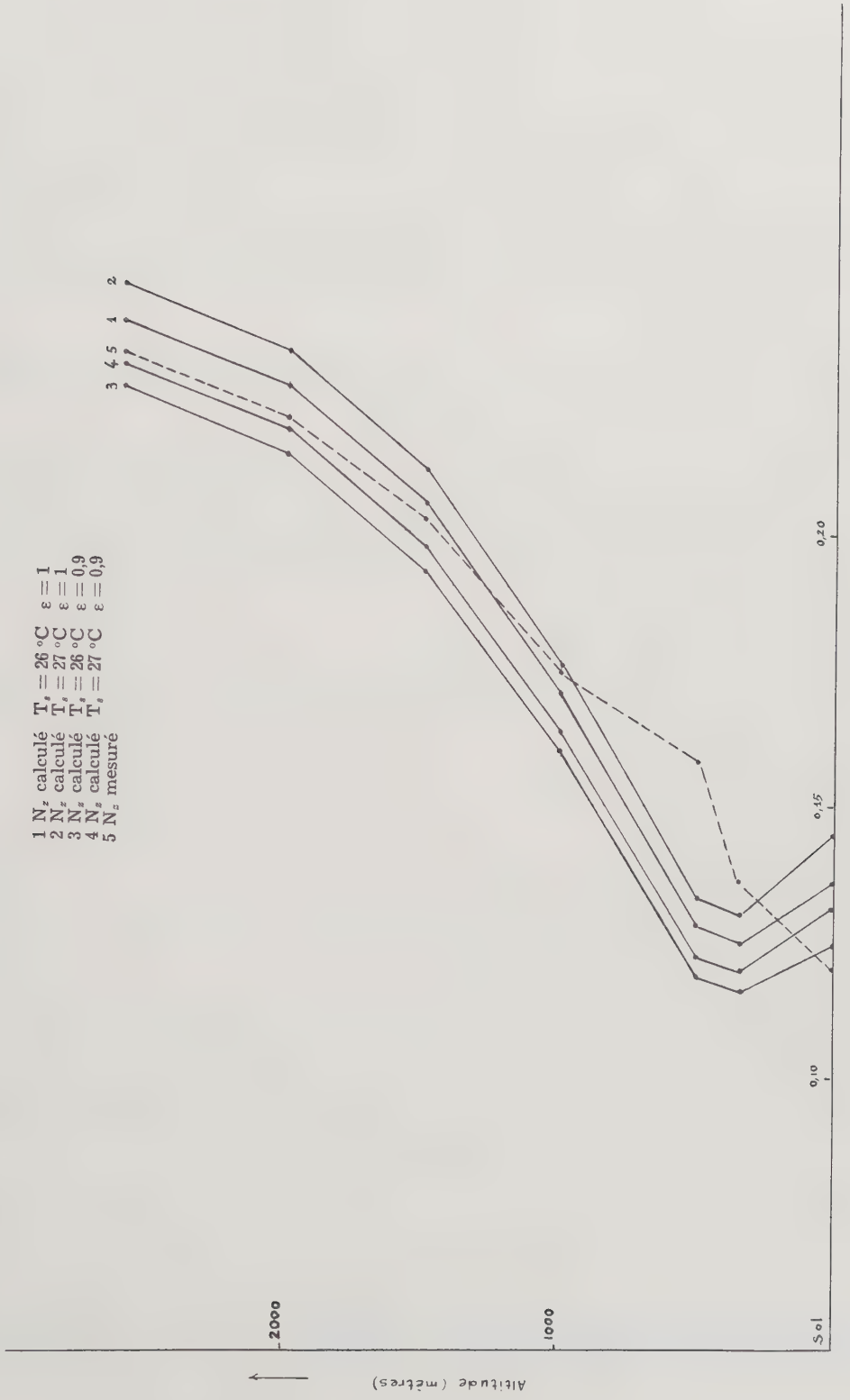
15.5.3. — *Observations entre le sol et 1 000 mètres*

Entre le sol et 1 000 mètres, toutes les courbes de N_z mesuré présentent la même anomalie par rapport aux courbes calculées.

Le flux net augmente beaucoup plus rapidement que ne l'indique le calcul lorsqu'on passe de la couche humide à la couche sèche. Par contre, sa variation dans la première partie de la couche sèche est beaucoup plus lente que ne l'indiquent les calculs.

Lorsque l'inversion part du sol (figures 15.11 et 15.12), le manque de mesures à 100 mètres rend difficile les comparaisons dans la couche d'inversion. On peut noter cependant que le refroidissement mesuré est plus accentué que ne l'indique le calcul entre la base et le sommet de l'inversion et que le refroidissement mesuré pour la couche chaude isotherme est beaucoup moins accentué que le refroidissement calculé. Lorsque la base de l'inversion est à 300 mètres du sol (figures 15.9 et 15.10) le refroidissement de la couche humide inférieure est généralement plus accentué que celui indiqué par le calcul. Vers la base de l'inversion, entre 300 et 500 mètres, le refroidissement mesuré est beaucoup plus intense que celui prévu par le calcul.

Par contre la couche sèche se refroidit beaucoup moins qu'il n'est prévu. L'anomalie est particulièrement accentuée le 27 mars avec une couche très humide de 300 à 400 mètres d'épaisseur et le sommet de l'inversion au-delà de 1 000 mètres.



Dakar 28 juin 1960

FIG. 15.15. — Mesures en altitude.
Influence de la température de surface T_s
et du pouvoir émissif sur la valeur calculée de $N_z = U_z \uparrow - D_z \downarrow$

15.6. — Influence du pouvoir émissif et de la température de surface du sol

Les calculs précédents ont été effectués en supposant que la surface du sol était à la température de l'air ambiant et en admettant que le pouvoir émissif du sol était égal à 1

On peut se demander si les anomalies rencontrées dans les premières centaines de mètres sont explicables lorsqu'on attribue au sol un pouvoir émissif inférieur à 1 et une température de surface T_s différente de la température T_a de l'air ambiant.

A l'heure et à l'époque de l'année où les mesures ont été faites, la température de la mer autour de la presqu'île est généralement supérieure de 1 ou 2 °C à la température de l'air à 1 mètre du sol.

Les mesures effectuées à 1 000 et 2 500 mètres au-dessus de la mer et au-dessus de la presqu'île n'ayant pas donné de différence sensible, on admet que la température moyenne de la presqu'île est égale à celle de la mer.

On a vu (cf. chapitre 9) que l'on pouvait prendre comme pouvoir émissif du sol une valeur voisine de $\varepsilon = 90$ %. Les abaques de YAMAMOTO donnant les valeurs les plus proches des valeurs mesurées, les corrections pour tenir compte du pouvoir émissif du sol et de la température de surface du sol ont été effectuées en utilisant les valeurs de N_z données par YAMAMOTO. La méthode employée est celle exposée au chapitre 9.

Les calculs des corrections ont été effectués pour les nuits du 28 juin 1960 (fig. 15.15) et du 11 avril 1961 (fig. 15.16).

La figure 15.15 donne pour le 28 juin 1960 :

1° la courbe de N_z calculé par les abaques de YAMAMOTO avec
$\varepsilon = 1$ et la température de surface T_s égale à la température de l'air à 1 mètre du sol, soit 26 °C

2° la courbe de N_z calculé avec
$\varepsilon = 1$ et $T_s = 27$ °C

3° la courbe de N_z calculé avec
$\varepsilon = 0{,}90$ et $T_s = 26$ °C

4° la courbe de N_z calculé avec
$\varepsilon = 0{,}90$ et $T_s = 27$ °C

5° la courbe de N_z mesuré

La figure 15.16 donne pour le 11 avril 1961 les courbes :

N_z calculé avec $T_s = 20{,}5$ °C $\quad \varepsilon = 1$
N_z calculé avec $T_s = 20{,}5$ °C $\quad \varepsilon = 0{,}9$
N_z calculé avec $T_s = 23$ °C $\quad \varepsilon = 1$
N_z calculé avec $T_s = 23$ °C $\quad \varepsilon = 0{,}9$
N_z mesuré

En général, entre 1 000 et 2 000 mètres la courbe mesurée est comprise entre la courbe

$$\begin{cases} T_s = \text{Température de l'air au voisinage du sol} \\ \varepsilon = 1 \end{cases}$$

et la courbe

$$\begin{cases} T_s = T_a + 1\ °C \\ \varepsilon = 0{,}9 \end{cases}$$

Toutes les mesures au sol montrent que ε est légèrement inférieur à 1. Les mesures en altitude ne donnent pas d'indications supplémentaires, mais elles montrent que l'hypothèse $\varepsilon = 0{,}90$ ou $0{,}95$ est vraisemblable.

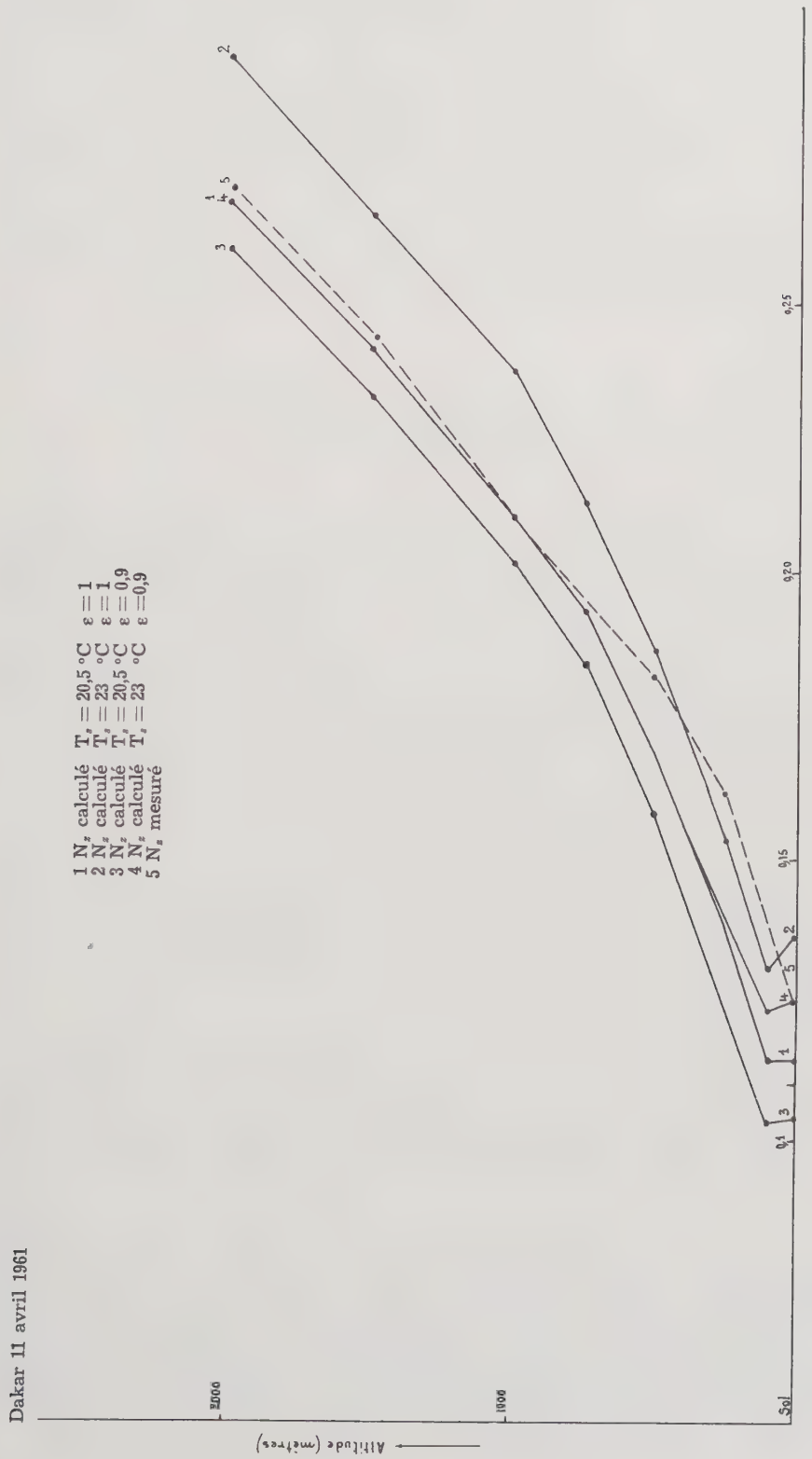


Fig. 15.16. — Mesures en altitude.
Influence de la température de surface T.
et du pouvoir émissif sur la valeur calculée de $N_z = U_z \uparrow - D_z \downarrow$

Par contre cette hypothèse ne peut en aucun cas expliquer les déformations des courbes mesurées au début de la couche sèche. En effet la déformation due au fait que $\varepsilon = 0{,}9$ n'est sensible qu'entre le sol et 300 mètres.

Sur la courbe du 28 juin (figure 15.15) on constate que cette déformation entre le sol et 300 mètres est dans le sens contraire de la déformation observée.

Sur la courbe du 11 avril 1961 (figure 15.16) l'absence de mesures à 100 mètres, ne permet pas de dire ce qui se passe à la sortie de la couche humide. On peut remarquer que l'hypothèse

$$T_s = 23\ ^\circ C \qquad \varepsilon = 0{,}9$$

fait coïncider la mesure au sol avec la valeur calculée au sol, mais elle ne permet pas d'expliquer la valeur élevée de N_z mesurée dans la couche chaude isotherme.

15.7. — Importance du rayonnement du aux gouttelettes d'eau en suspension dans la couche humide

On constate que l'anomalie observée est surtout accentuée le 27 mars et le 28 juin, jours où la base de l'inversion est à 300 mètres environ et où, par conséquent la couche très humide a une épaisseur de 300 à 400 mètres. On pourrait donc penser qu'il existe une relation entre l'anomalie observée et le rayonnement additionnel du aux particules d'eau liquide en suspension dans l'atmosphère.

On a vu (chapitre 10) que si l'on attribue au coefficient d'absorption par les aérosols une certaine valeur, élevée dans la couche humide et faible dans la couche sèche, il en résulte une diminution de flux net au voisinage du sol.

L'effet des aérosols contenus dans la couche humide est de diminuer le flux ascendant, mais le flux descendant n'est presque pas modifié.

La figure 15.17 reproduit les courbes du 28 juin 1960 :

a) la courbe de N_z calculé par les abaques de Yamamoto en tenant compte seulement de l'absorption par les gaz;

b) la courbe de N_z calculé en supposant $\chi = 0{,}5\ km^{-1}$ entre 0 et 400 mètres et l'effet des aérosols négligeable devant l'absorption par les gaz dans la couche sèche.

c) la courbe de N_z calculé en supposant $\chi = 0{,}2\ km^{-1}$ entre 0 et 400 mètres et l'effet des aérosols négligeable devant l'absorption par les gaz dans la couche sèche;

d) la courbe de N_z mesuré.

On voit sur ces courbes que la présence des gouttelettes d'eau en suspension dans la couche humide pourrait expliquer la diminution de flux net au sol et l'augmentation de flux observée entre le sol et 300 ou même 500 mètres. Mais le flux net à 500 mètres, calculé en tenant compte des aérosols, est pratiquement égal au flux net calculé à 500 mètres sans tenir compte des aérosols. On ne peut donc expliquer de cette manière ni la valeur du flux mesuré à 500 mètres, ni la faible décroissance de N_z entre 500 et 1 000 mètres.

Pour expliquer les variations de flux anormalement faibles vers le sommet de l'inversion de température, il faudrait admettre que, à ce niveau, l'atmosphère est beaucoup moins absorbante que ne l'indique la théorie ou les mesures d'humidité. Mais on ne voit pas bien pourquoi les mesures d'humidité seraient erronées dans la première partie de la couche sèche et non au-dessus, ni pourquoi les propriétés absorbantes des gaz seraient différentes dans cette région. D'ailleurs pour replacer le point calculé à 500 mètres sur la courbe mesurée, il faudrait supposer que la vapeur d'eau est pratiquement inexistante entre 500 et 1 000 mètres.

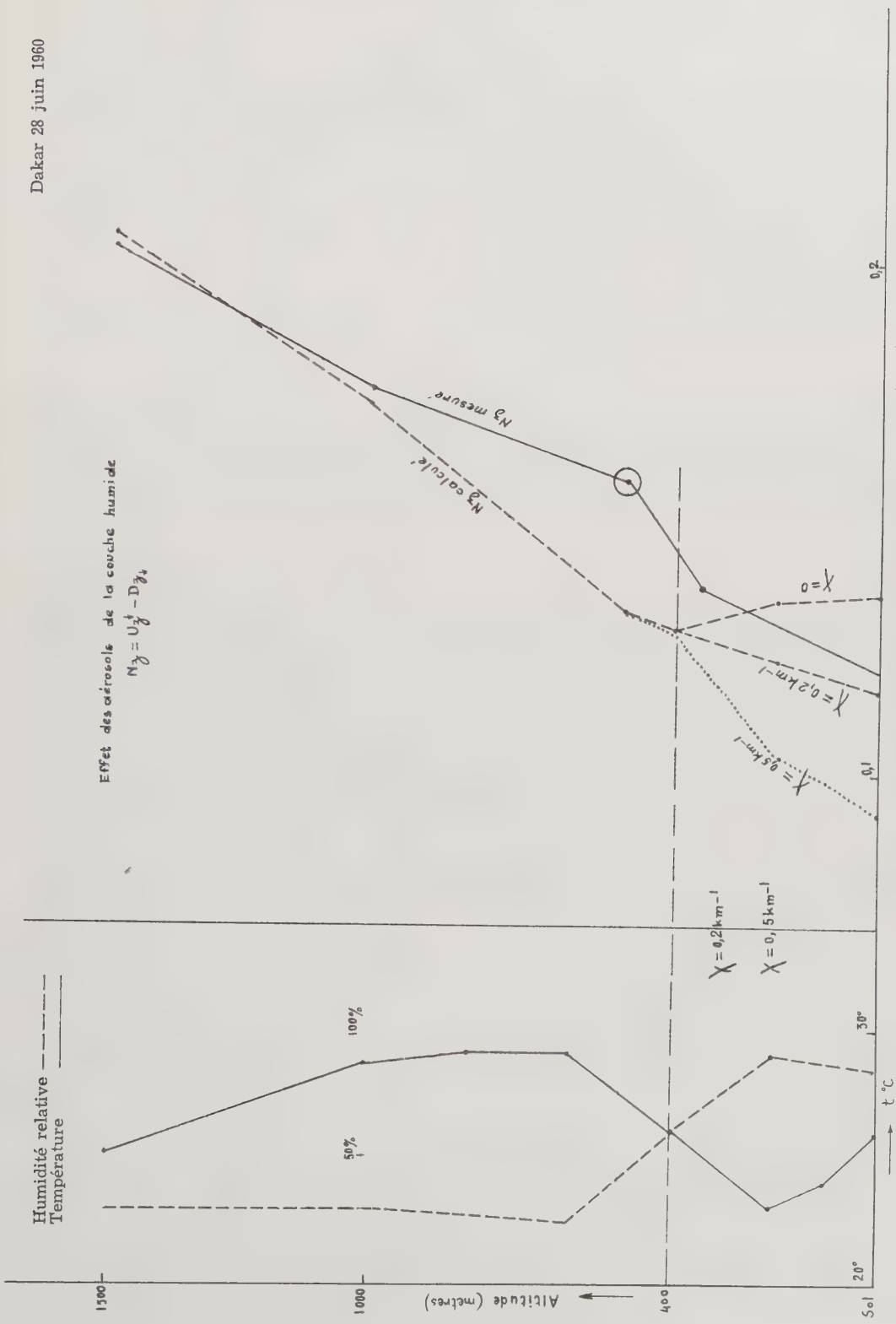


FIG. 15.17. — Mesures en altitude.
Effet des aérosols de la couche humide
$Nz = Uz\uparrow - Dz\downarrow$

Précisons sur un exemple :

Le 28 juin, le flux net calculé à 500 mètres est

$$N_z = 0{,}130 \text{ cal. cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

l'humidité relative est 30 % entre 500 et 1 000 mètres. Le flux mesuré à 500 mètres est $N_z = 0{,}158$ cal. cm^{-2} min^{-1}. Si l'humidité relative est 10 % entre 500 et 1 000 mètres, toutes choses restant égales d'ailleurs, le flux N_z à 500 mètres devient 0,142 cal. cm^{-2} min^{-1}, ce qui est encore très loin de N_z mesuré.

On pourrait envisager l'hypothèse que, en pénétrant dans la couche humide, le rayonnement descendant est partiellement diffusé vers le haut. Mais il faudrait supposer que $\frac{5}{100}$ ou $\frac{6}{100}$ du rayonnement descendant sont ainsi réfléchis et cette valeur est beaucoup trop élevée pour être vraisemblable.

15.8. — *Conclusion et comparaisons avec d'autres résultats*

Ainsi les divergences du flux net calculé correspondent bien aux divergences du flux net mesuré entre 1 000 et 2 500 mètres. Les différences apparaissent au voisinage immédiat du sol. On pourrait penser à une erreur dans les mesures du bilan de rayonnement, mais l'anomalie signalée a été retrouvée dans toutes les mesures. On ne voit pas pourquoi cette erreur se reproduirait systématiquement au cours de chaque expérience.

Au cours de ces dernières années un certain nombre de mesures ont été effectuées en altitude. En particulier, depuis 2 ou 3 ans les Américains ont effectué un certain nombre de mesures avec un radiomètre Suomi adapté à un ballon-sonde [14, 54]. En général les divergences de flux mesurés correspondent assez bien avec les divergences calculées par les abaques d'Elsasser, dans la troposphère tout au moins.

En 1954, Pohl avait effectué des mesures de flux à Munich avec un bilanmètre équipé d'une radiosonde. Il a toujours observé dans les 500 premiers mètres une diminution du flux net non prévue par les calculs théoriques. Au-delà de 500 mètres les courbes de flux mesurés et calculés se rejoignent et la concordance est assez bonne entre 1 500 et 4 000 mètres [72]. Brewer et Houghton ont effectué en Angleterre des mesures en avion jusqu'à 12 km et leurs constatations sont identiques à celles de Pohl [7].

Ainsi, ces deux auteurs notent un écart important avec les valeurs théoriques entre le sol et 1 000 mètres, mais ces écarts sont en sens contraire de ceux trouvés à Dakar.

CONCLUSION

On a pu être frappé au cours de cette étude par les nombreuses approximations auxquelles il est nécessaire d'avoir recours pour éviter d'aboutir à des équations dont la solution devient rapidement d'une extrême complexité.

La détermination de la fonction de transmission, base de tous les calculs, est effectuée à partir de données expérimentales concernant les gaz constituants de l'atmosphère. Les spectres de ces gaz sont maintenant bien connus, mais des difficultés subsistent encore. Ces difficultés tiennent, d'une part, à la nécessité d'exprimer la fonction de transmission sous une forme analytique ou numérique facilement utilisable. D'autre part, les expériences de laboratoire ne peuvent reproduire réellement les conditions rencontrées dans l'atmosphère, et en particulier les gradients de pression et de température.

Les modèles théoriques reposent sur une image très simplifiée du spectre. Un certain nombre de mesures de laboratoire ont pour but de mesurer directement la fonction de transmission dans un petit intervalle $\Delta\nu$. Même dans ce dernier cas, afin de rendre abordables les calculs numériques de flux, il faut choisir une fonction qui ait la même forme dans toute la bande d'absorption du même gaz. Enfin la transmission de la vapeur d'eau dans la région dite « fenêtre atmosphérique » n'est pas encore connue avec certitude.

On a vu que les approximations sont encore plus délicates lorsqu'on doit envisager un mélange de gaz absorbants.

L'influence de la pression et de la température sur la valeur du coefficient d'absorption du gaz fait toujours l'objet de nombreuses controverses.

Enfin, la fonction $\tau(u)$ est calculée ou mesurée pour l'intensité spécifique de rayonnement, et il faut ensuite évaluer $\tau_f(u)$, fonction de transmission pour un flux de rayonnement, ce qui nécessite encore un certain nombre d'approximations.

Toutes ces raisons, choix de $\tau(u)$ et choix de la méthode adoptée pour tenir compte des effets du gaz carbonique, expliquent les différences importantes trouvées entre les valeurs absolues des flux calculés par les trois méthodes utilisées dans ce travail.

Cependant le principe des méthodes et la loi de variation de $P(u)$ en fonction de u utilisée dans chacune d'elles sont à peu près les mêmes. En conséquence, les lois de répartition verticale des changements de température radiatifs diffèrent peu les unes des autres.

On a vu que le calcul de ces variations de température ΔT posait des problèmes délicats lorsqu'on voulait évaluer ΔT à un niveau précis de l'atmosphère. En particulier l'introduction de l'effet du gaz carbonique doit être examinée avec soin. C'est pourquoi on s'est efforcé d'évaluer l'importance du gaz carbonique dans le refroidissement des couches minces et de montrer que, sauf au voisinage immédiat d'un sol froid et au sommet d'une inversion de température, l'effet du gaz carbonique dans la basse troposphère est d'atténuer le refroidissement du à la vapeur d'eau seule. En fait, le calcul du refroidissement de couches minces présente de l'intérêt surtout dans les premières dizaines de mètres de l'atmosphère.

Les calculs classiques de rayonnement sont effectués en considérant le sol comme un corps noir à la température de l'air ambiant. On a voulu cependant tenir compte dans les calculs, d'une manière approchée tout au moins, de la réflexion du rayonnement atmosphérique sur le sol. Les valeurs absolues des flux ascendants et nets se sont trouvées modifiées, mais sauf dans les trois cent premiers mètres, l'effet sur la divergence du flux de rayonnement est négligeable. Au voisinage immédiat du sol par contre, il apparaît nécessaire de tenir compte de cette correction qui peut atteindre 10 ou 20 % du refroidissement total. De même on a montré que la discontinuité entre la température de surface du sol et la température de l'air doit être prise en considération.

Enfin, même par temps clair, se trouvent en suspension dans l'atmosphère des particules, et en particulier, des gouttelettes d'eau liquide d'autant plus nombreuses que l'humidité relative est plus élevée. On a vu toutes les difficultés rencontrées pour introduire le rôle de ces gouttelettes dans les calculs. On s'est efforcé, grâce à un calcul approché, d'évaluer l'importance de cet effet au voisinage du sol. On pourrait ainsi expliquer que les valeurs du flux descendant au sol et du refroidissement de la couche humide sont supérieurs aux valeurs calculées.

Tous ces calculs théoriques sont valables par temps clair. La présence des nuages pose des problèmes à peu près insolubles théoriquement. Dans ce travail, la question du refroidissement des couches nuageuses elles-mêmes n'a pas été étudiée, et on a vu que l'étude des échanges radiatifs dans une couche d'air comprise entre le sol et les nuages était d'une extrême complexité.

On peut se demander si des mesures directes de flux de rayonnement ne permettraient pas d'arriver à une précision plus grande que celle obtenue par les calculs théoriques. Quand on veut mesurer directement des flux nets de rayonnement, même au sol, beaucoup de difficultés surgissent. Outre les méthodes toujours imparfaites utilisées pour éliminer ou masquer la convection naturelle, une grosse difficulté provient du fait qu'il est pratiquement impossible de mesurer réellement le flux provenant de tout un hémisphère. Il existe toujours une incertitude concernant les radiations arrivant sous une incidence supérieure à 75° ou 80°. Cet effet est encore accentué lorsqu'on utilise des filtres cristallins plans tels que les disques de K.R.S. 5.

Enfin l'étalonnage dans le domaine des grandes longueurs d'onde n'est pas résolu de façon satisfaisante, en raison de l'absence d'une source thermique étalon. Ainsi, en valeur absolue on ne peut espérer obtenir un coefficient d'étalonnage avec une précision supérieure à 5 ou 6 %. Cependant, pour des mesures au sol, en se plaçant dans des conditions particulièrement favorables, on arrive à effectuer des mesures de flux comparables entre elles avec une précision de l'ordre de 2 %.

Les mesures de divergence de flux net de rayonnement au voisinage immédiat du sol seraient d'un intérêt essentiel. Mais à Dakar, ces valeurs sont à la limite de précision des appareils et de la définition du phénomène observé. On ne peut pas non plus mesurer directement les refroidissements résultant de ces divergences de flux puisqu'il n'est pas possible de séparer les effets de turbulence et de rayonnement. On est donc obligé d'avoir recours aux calculs.

Les mesures de flux de rayonnement en altitude ont été jusqu'ici peu nombreuses. C'est la raison pour laquelle une série de mesures a été effectuée à bord d'un avion. Ces mesures ont permis d'étudier la loi de variation du flux net de rayonnement entre le sol et 2 500 mètres.

La comparaison des mesures et des calculs théoriques a permis d'aboutir à un certain nombre de conclusions qui peuvent être résumées ainsi :

1° **Au sol,** les valeurs trouvées pour les flux de rayonnement descendants sont voisines des valeurs trouvées par les abaques d'Elsasser et de Yamamoto lorsque les flux sont compris entre 0,400 et 0,500 cal. $cm^{-2}\,min^{-1}$. Lorsque les flux ont des valeurs plus élevées, c'est-à-dire lorsque la basse troposphère est très humide, les valeurs mesurées peuvent dépasser les valeurs calculées de 5 à 10 %.

Les flux nets de rayonnement ont presque toujours été mesurés au-dessus du

sable nu. La comparaison des mesures et des calculs conduit à des résultats analogues aux précédents à condition d'admettre que le pouvoir réflecteur du sol est environ 0,10.

2° **En altitude.**

a) Les valeurs absolues trouvées pour les flux nets de rayonnement sont très voisines des valeurs calculées par les abaques de Yamamoto. Les divergences des flux de rayonnement peuvent être comparées aux résultats calculés par l'une ou l'autre des trois méthodes utilisées. Ces divergences diffèrent peu entre elles et la précision des mesures ne permet pas de dire si l'on se rapproche de l'une plutôt que de l'autre.

b) Dans l'atmosphère libre, c'est-à-dire au-dessus la couche d'inversion, la concordance entre valeurs mesurées et calculées est satisfaisante.

Par contre, le passage de l'inversion de température se traduit par des écarts notables entre les calculs et les mesures. Ces écarts semblent particulièrement importants lorsque la base de l'inversion n'est pas au sol et qu'une couche humide de 200 ou 400 mètres se trouve au-dessous de l'inversion. Le refroidissement de la couche humide est plus élevé que ne l'indique la théorie, tandis que le refroidissement de la couche sèche située vers le sommet de l'inversion est moins élevé que ne l'indique la théorie. En fait le passage de la couche humide à la couche sèche semble se traduire par une discontinuité dans la valeur du flux non prévue par le calcul.

On peut enfin se demander quel est l'intérêt de ces différentes mesures et calculs au point de vue météorologique et quelles conclusions on peut en tirer sur l'importance du rayonnement dans la basse troposphère pour les régions qui nous occupent.

Au sol, les mesures de flux nets de rayonnement (solaire + terrestre) permettent l'étude du bilan thermique du sol. Dans ce cas, les mesures qui permettent des enregistrements de longue durée avec ciel clair ou nuageux sont préférables aux calculs. Les mesures de flux net de rayonnement au sol pendant la nuit permettent en outre l'étude du refroidissement nocturne de la surface du sol.

On a cherché à évaluer les vitesses de refroidissement de l'air au voisinage immédiat du sol au début de la nuit. On sait que cette étude a été souvent entreprise pour essayer de montrer le rôle primordial du rayonnement dans la formation et le développement en altitude des inversions nocturnes appelées d'ailleurs inversions de rayonnement. Comme on l'a dit il n'est guère possible d'utiliser les mesures et l'on doit calculer les vitesses de refroidissement. Mais pour ce genre d'études, la précision des calculs théoriques n'est peut être pas encore suffisante. De plus il faut examiner avec grand soin l'effet du gaz carbonique et du pouvoir réflecteur du sol et aussi du rayonnement additionnel du aux aérosols. On a montré cependant que des refroidissements très importants de l'air au voisinage du sol peuvent s'expliquer par le rayonnement de ces couches d'air, et il est probable que beaucoup d'inversions nocturnes se formant dans les régions polaires, ou en hiver dans les régions tempérées, ou même dans l'intérieur du continent Africain en saison sèche, peuvent s'expliquer par le rayonnement. En ce qui concerne l'inversion permanente de température observée sur la côte Atlantique du Sénégal, le rôle du rayonnement de l'air paraît négligeable. Cette inversion est une inversion d'origine dynamique et elle paraît plutôt s'opposer au développement d'une inversion nocturne de rayonnement au voisinage du sol. En effet la présence de l'inversion permanente de température augmente le flux de rayonnement au sol, isole une couche humide de l'atmosphère libre et tend à créer une isothermie dans une partie de cette couche humide. Ainsi le seul facteur pouvant conduire à un refroidissement par rayonnement dans les premiers mètres de l'atmosphère est la température de surface du sol. Or, on a vu que c'est seulement entre décembre et mars, en l'absence de vent et avec une rosée peu abondante que la température de surface du sol s'abaisse sensiblement au-dessous de la température de l'air et qu'une inversion nocturne de rayonnement peut se former. Elle accentue alors l'inversion permanente dans les 20 ou 30 premiers mètres de l'atmosphère.

Entre la base et le sommet de l'inversion permanente, on observe toujours un refroidissement moyen important (même si les calculs et les mesures indiquent des

répartitions en altitude différentes). On trouve des vitesses de refroidissement pouvant atteindre 10 °C par jour, dont l'effet serait de détruire l'inversion. Cependant, dans cette région, les échanges par rayonnement semblent jouer un rôle insignifiant. On observe dans le temps et dans l'espace, en altitude et même dans un plan horizontal, des variations brusques qui ne peuvent s'expliquer que par la turbulence de l'air.

Dans l'atmosphère libre, au-dessus du sommet de l'inversion, calculs et mesures donnent des résultats assez voisins. Entre 1 500 et 2 500 mètres, les refroidissements moyens observés sont de l'ordre de 2 à 3 °C par jour, et ne semblent guère varier au cours de la saison sèche. A cette altitude, les refroidissements moyens calculés par ciel clair paraissent être à peu près les mêmes sur une grande échelle de latitude. Les calculs effectués par London [57] puis par Yamamoto [82] pour l'hémisphère Nord en mars par ciel clair, montrent à 2 000 mètres un refroidissement radiatif pratiquement constant entre la latitude 40° et l'Equateur et égal à 2 °C (calcul de Yamamoto). Les refroidissements moyens trouvés à Dakar en mars-avril sont supérieurs de 0,5 °C environ à cette valeur.

A cette altitude et à cette latitude, l'échauffement de l'air du à l'absorption du rayonnement solaire est 0,65 °C par jour (d'après London). On peut donc se demander par quel mécanisme la compensation s'effectue. On a vu dans la première partie que, à ces latitudes, au mois de mars-avril-mai, la moyenne troposphère était le siège d'une forte subsidence et on sait que le mouvement descendant de l'air s'accompagne d'un échauffement.

Au-dessus de l'Océan l'inversion permanente de température isole la couche humide voisine du sol, et les échanges entre cette couche et l'atmosphère libre sont très limités. Ainsi il est probable que le refroidissement permanent du au rayonnement de l'air est compensé par l'échauffement du à la subsidence et par l'échauffement diurne du à l'absorption du rayonnement solaire. Le refroidissement par rayonnement tend à abaisser les températures élevées résultant de la subsidence. On pourrait expliquer ainsi que les températures potentielles trouvées à la base d'une forte subsidence sont souvent inférieures aux températures potentielles prévues.

Au-dessus du continent, les masses d'air affectées par le vent d'Est sont aussi fortement subsidentes. Pendant la nuit on observe une inversion de température, mais pendant la journée l'échauffement du sol provoque des courants de convection intenses et un gradient suradiabatique s'établit au voisinage du sol. La convection est assez puissante pour détruire l'inversion de température et l'air des couches inférieures peut ainsi se mêler à l'air de l'atmosphère. Cet air étant très sec, le gradient de température dans l'atmosphère est voisin du gradient adiabatique. Les effets de la convection peuvent se faire sentir jusqu'à plusieurs kilomètres d'altitude, mais sont néanmoins limités par le mouvement général de descente de l'air. Ainsi le refroidissement de l'air par rayonnement est compensé cette fois par l'absorption du rayonnement solaire, l'échauffement accompagnant la subsidence et aussi l'apport d'air entraîné au-dessus d'un sol surchauffé.

A Dakar, lorsque tous les courants viennent de l'Ouest, on a une inversion de type Océanique. Mais la plupart du temps, on observe des courants d'Est au-dessus de l'alizé et l'échauffement de ces masses d'air s'est effectué au-dessus du continent.

On le voit, on a été amené au cours de ce travail à aborder de nombreux problèmes jusqu'ici peu étudiés dans les régions tropicales. Après cette vue quelque peu synoptique, il y aurait lieu de reprendre plus en détail différents points délibérément laissés de côté Certains de ces points constitueraient des sujets de recherche pleins d'intérêt et permettraient sans doute d'aboutir à une meilleure compréhension du climat des régions désertiques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Abraham F. F. (1960). — Determination of long-wave atmospheric Radiation. *Journal of Meteorology*, vol. 17, n° 3, pp. 291-295.

[2] Arnulf A. et Bricard J. (1957). — Transmission by haze and fog in the spectral region 0,35 to 10 microns. *Journal opt. Soc. Amer.*, vol. 47, n° 6, pp. 491-499.

[3] Austin J. M. (1957). — Low level inversions Final Report. D. A. 19-129 O. M. 377 *Massachussetts Institute of Tecnology*, septembre 1957, 151 p.

[4] Belmont A. D. (1955). — Lower tropospheric inversions at Ice Island T. Scientific Report n° 2 Contract A. F. 19 (604) 114. *Arctic Meteorology Research Group Mc Gill University.*

[5] Benedict W., Cailar N., Plyler E. K. (1956). — *J. Chemical Physic*, vol. 24, pp. 1139-1174.

[6] Bignell K. (1961). — Atmospheric continuum extinction between 11,1 and 20,1 microns. Symposium on Radiation, Vienne, août 1961.

[7] Brewer A. W. and Houghton J. T. (1956). — Some measurements of the Flux of Infrared. Radiation in the Atmosphere *Proceedings of the Royal Society* (A), vol. 236, pp. 175-186.

[8] Brooks D. L. (1950). — A tabular method for the computation of temperature changes by infrared radiation in the free atmosphere *Journal of Meteorology*, vol. 7, pp. 313-321.

[9] Brooks F. A. (1957). — Gier and Dunkle. Black Plate Radiometers « Exploring the Atmosphere First Mile », vol. 1, pp. 87-90. *Pergamon Press Inc.* New-York, London, Paris.

[10] Brooks F. A. (1952). — Atmospheric Radiation and its Reflection from the ground. *Journal of Meteorology*, vol. 9, pp. 41-52.

[11] Brundt D. (1952). — Physical and Dynamical Meteorology. Cambridge University Press.

[12] Bruinenberg A. (1946). — En numerike methode voor de bepaling van temperature - veranderingen door straling in de vrije atmosphere *K. Ned. Meteor. Inst. Meded. en Verhand* Serie B, Deel 1, n° 1, 57 p.

[13] Businger J.A., Tarnier C. B., Kuhn P. M. (1960). — The Economical Net Radiometer *Journal of Geophysical Research*, vol. 65, n° 1, pp. 3657-3667.

[14] Businger J. A. and Kuhn P. M. (1960). — On the Observation of Total and Net Atmospheric Radiation *J. of Meteorology*, vol. 17, n° 4, pp. 400-405.

[15] Centeno M. (1941). — The refractive index of liquid water in the near infared spectrum. *J. opt Soc. Amer.*, vol. 31, n° 1, p. 244.

[16] Chandrasekhar S. (1950). — Radiative transfer *Oxford - Clarendon Press*, 393 p.

[17] Cloud W. H. (1952). — The 15 microns band of CO_2 broadened by nitrogen and helium. *Prog. Rept. Johns Hopkins Uni.* Contract N-on r 248-01, 56 p.

[18] de Coster M. et Schueep W. (1957). — Mesures de rayonnement effectif à Léopoldville. *Bulletin de l'Académie Royale des Sciences Coloniales*, tome III, fasc. 3, 1957, pp. 640-650.

[19] de Coster M. (1959). — Note concernant la mesure du bilan GTR AR1. Doc. 2/59. Edité au Centre Météorologique de Léoldville.

[20] Cowling T. G. (1950). — Atmospheric Absorption of Heat Radiation by water Vapour. *Phil. Mag.* vol. 41, n° 313, pp. 109-123.

[21] Curtis A. R. (1952). — *Quart. J. R. Met. Soc.*, 78, p. 638.

[22] Daw H. A. (1956). — Transmission of Radiation through water vapour subject to pressure broadening in the region 4,2 to 23 microns. *Tech. Rep.*, n° 10. Université Utah Contract AF 19 (122) - 392 with AF CRC 70 p.

[23] Deacon E. L. (1950). — Radiation heat transfer in the air near the ground. *Australian Journal of Scientific Research*, vol. 3, n° 2, pp. 274-283.

[24] Deirmendjian D. (1959). — The role of water particles in the atmospheric transmission of infrared radiation. *Quart J.R. Met. Soc.*, vol. 85, pp. 404-411.

[25] Deirmendjian D. (1960). — Atmospheric extinction of infared radiation. *Quart. J.R. Met. Soc.*, vol. 86, n° 369, pp. 371-381.

[26] Dessens H. (1949). — The use of spiders threads in the study of condensation nuclei. *Quart J.R. Met. Soc.*, vol. 75, pp. 23-27.

[27] Dubief J. — Le climat du Sahara. *Institut de Recherches Sahariennes.*

[28] Dubief J. (1951). — Alizés - Harmattan - Vents étésiens. *Travaux de l'Institut de Recherches Sahariennes,* tome VII.

[29] Elder T. and Strong J. (1953). — The Atmospheric transmission of atmospheric windows. *J. Franklin Inst.*, vol. 255, pp. 189-208.

[30] Elsasser W.M. (1942). — Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere. *Harward Meteorological Studies,* n° 6, *Cambridge, Harvard Univ. Press,* 107 p.

[31] Elsasser W.M. (1960). — Atmospheric Radiation Tables. *University of California.* La Jolla Final report under contract AF 19 (604) 2413 - 43 p.

[32] Eyraud R. (1959). — Mesures psychrométriques en avion. Détermination des coefficients de récupération. Notes de l'établissement d'études et de la Recherche Météorologique, n° 8. *Direction de la Météorologie Nationale,* 10 p.

[33] Ficker H.V. (1936). — Die Passat Inversion. *Veroff. de Met. Inst. d. Univ. Berlin* Bd. I H.4, pp. 1-33.

[34] Fritz S. (1958). — Radiational inversions and surface temperature Changes. *Monthly Weather Review.* Avril 1958, pp. 129-131.

[35] Funk J.P. (1960). — Measured Radiative Flux Divergence near the group at night. *Quart. J.R. Met. Soc.*, vol. 86, n° 369, pp. 382-389.

[36] Gebbie H.A., Harding W.R., Hilsum C., Price A.W., Roberts V. (1951). — Atmospheric transmission in the 1 to 14 microns region. *Proc. of the Roy. Soc. of London,* vol. 206, pp. 87-107.

[37] Gier J.T. and Dunkle R.V. (1950). — « Total Hemispherical Radiometers ». Tech. Paper 51-157 litho) *Am. Institute of Electrical Engrs.* 10 p.

[38] Goody R.M. (1952). — A Satistical Model for water vapour transmission. *Quart. J.R. Met. Soc.* vol. 78, pp. 165-169.

[39] Goody R.M. and Robinson G.D. (1951). — Radiation in the troposphere and lower stratosphere. *Quart. J.R. Met. Soc.*, vol. 77, pp. 151-187.

[40] Goody R.M. (1953). — Equations of transfer for total flux of terrestrial radiation. *Quart. J.R. Met. Soc.* vol. 79, pp. 282-283.

[41] Goody R.M. (1954). — The Physics of the stratosphere Cambridge England. *Cambridge University Press.*

[42] Godson W.L. (1955). — The computation of atmospheric transmission by water vapor. *Journal of Meteorology,* vol. 12, pp. 272-284.

[43] Götz P. et Schönman E. (1948). — Himmels und Sonnenstrahlung. *Helvetica Physica Acta,* vol. XXI, pp. 151-168.

[44] Hales J.V. (1959). — The long flux density leaving the earth under various meteorological conditions. Scientific Report n° 1, *University of Utah,* 57 p.

[45] Hales J.V. (1960). — Atmospheric radiation flux in the 6,3 to 8,2 microns interval. Scientific report n° 2 under Contract 19 (604) 2418. *University of Utah,* 18 p.

[46] Hales J.V. (1960). — Calculation of infrared radiative flux emission of the earth plus atmosphere at various levels high above the earth. Final Report under Contract AF. 19 (604) 2418. *University of Utah,* 60 p.

[47] Howard J.N., Burch D.L., Williams D. (1955). — Near infared transmission through synthetic atmospheres. *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 46, pp. 186-189, 233-247, 334-338, 452-455 ou *Geophys. Res. Pap.*, n° 40, AFCRC, novembre 1955, 245 p.

[48] Kaplan L.D. (1950). — Line intensities and absorption for the 15 microns Carbon Dioxide Band. *The Journal of Chemical Physics,* vol. 18, n° 2, pp. 186-189.

[49] Kaplan L.D. (1952). — On the pressure dependance of radiative heat transfer in the atmosphere *J. Meteorology,* vol. 9, n° 1, pp. 1-9.

[50] Kaplan L.D. (1956). — Intensity and Line-Width of the 15 microns CO_2 Band, determined by a curve-of-growth method. *The Journal of Chemical Physics,* vol. 25, n° 5, pp. 876-883.

[51] King J.I.P. (1955). — Radiative equilibrium of a line-absorbing Atmosphere. *The Astrophysical Journal,* vol. 121, pp. 711-719.

[52] Kondratyev K.V. (1959). — Carbon Dioxide Heat Radiation in the atmosphere. *The Reports at the Symposium on Radiation in Oxford,* July 1959, pp. 20-38.

[53] Kondratyev K.V., Gaevskaya G.N., Yakvshevskaya. — The heat radiative flux divergence and the heat regime in the near-ground layer of the atmosphere. *The Reports on the Symposium on Radiation in Vienna,* August 1961, pp. 70-95.

[54] Kuhn P.M., Suomi V.E., Darkow G.L. (1959). — Soundings of Terrestrial Radiation Flux over Wisconsin. *Monthly Weather Review,* avril 1959, pp. 129-135.

[55] Ladenberg R. et Reiche F. (1911). — Ueber Selektive Absorption. *Ann. der. Phys.,* 42, p. 181.

[56] Lecomte J. (1958). — Spectroscopie dans l'infrarouge (eau-vapeur-liquide-solide) *Handbuch des Phys :* Band XXVI, pp. 661-692.

[57] London J. (1952). — The distribution of radiational temperature changes in the northern hemisphere during March. *Journal of Meteorology,* vol. 9, n° 2, pp. 145-151.

[58] Mal S., Basu S., Desai B.N. (1933). — Structure and development of Temperature Inversions in the atmosphere. *Beitr. Physik fr. Atmos.,* 20, pp. 56-77.

[59] Möller F. (1942). — Die Warmstrahlung des Wasser dampfes des Atmosphare, pp. 11-67. *Gerlands Beiträge zur Geophysik* Band 58, pp. 11-67.

[60] Möller F. (1951). — Long wave Radiation. Compendium of Meteorology. *American Meteorological Society,* 1951, pp. 34-49.

[61] Neiburger M., Johson D.S., Chier C.W. (1961). — Studies of the structure of the atmosphere over the Eastern Pacific Ocean in Summer I. The inversion over the Eastern North Pacific Ocean. University of California. *Publications in Meteorology,* vol. 1, n° 1, pp. 1-94.

[62] Nielsen H.H. (1941). — *Phys. Rev.,* n° 59, pp. 565-575.

[63] Otani K. (1956). — Measurement and Estimation of Atmospheric Radiation in clear and cloudy Skies. *The Geophysical Magazine,* vol. 27, n° 4, pp. 533-542.

[64] Petterssen, Sheppard, Priestley, Johannessen (1947). — An investigation of subsidence in the free atmosphere. *Quart. J.R. Meteor. Soc.,* vol. 73, pp. 43-64.

[65] Plass G.N. (1956). — The influence of the 15 microns carbon dioxide band in the atmosphere infrared cooling rate. *Quart. J.R. Met. Soc.,* vol. 82, n° 353, pp. 310-318.

[66] Plass G.N. (1956). — The influence of the 9,6 microns ozone band on the atmospheric infrared cooling rate. *Quart. J.R. Met. Soc.,* vol. 82, n° 351, pp. 30-44.

[67] Plass G.N. (1952). — Parallel-Beam and Diffuse Radiation in the Atmosphere. *Journal of Meteorology,* vol. 9, pp. 429-436.

[68] Plass G.N. and Fivel D.I. (1955). — A method for the integration of radiative transfer equation. *Journal of Meteorology,* vol. 12, n° 3, pp. 191-199.

[69] Plass G.N. and Fivel D.I. (1953). — Influence of Doppler effect and damping on line absorption coefficient and atmospheric radiation transfer. *Astrophys. Journal,* 117, pp. 225-233.

[70] Plass G.N. (1958). — Experimental determination of atmospheric infrared cooling rate. *Journal of Meteorology,* vol. 15, pp. 567-568.

[71] Plass G.N. (1958). — Models for Spectral Band Absorption. *J.O.S.A.* 48 (690-703).

[72] Pohl W. (1955). — Messungen des Ultraroten Strahlungsstromes in der Frein Atmosphäre. *Z. Geophysics,* vol. 22, p. 1.

[73] Randall H.M., Dennisson D.M., Gingsburg N., Weber L.R. (1937). — Far infrared Spectrum of Water vapour. *The Physical Review,* vol. 52, pp. 164-174.

[74] Reiter E.R. (1961). — *Meteorologie der Strahlstrome* (jet Streams) *Springer-Verlag,* Vienne, 473 p., 198 fig.

[75] Robinson G.D. (1947). — Notes on the measurement and estimation of atmospheric radiation. *Quart. J.R. Met. Soc.,* vol. 73, pp. 127-150.

[76] Roach W.T. and Goody R.M. (1958). — Absorption and emission in the atmospheric Window from 770 to 1250 cm^{-1}. *Quart. J. R. Met. Soc.,* vol. 84, pp. 319-333.

[76] Schulze R. (1953). — Uber ein strahlungs messgerät mit ultrarot durchlässiger windschutzhaube am meteorologischen observatorium Hambourg. *Geofis. pura et appl.,* vol. 24, pp. 107-114.

[78] Suomi V.E. et Kuhn, P.M. (1958). — An economical net radiometer. *Tellus,* vol. 10, pp. 161-163.

[79] Walshaw C.D. (1959). — Infrared radiation in the atmosphere. *Science Progress.,* vol. 47, janvier 1959, pp. 67-79.

[80] Yamamoto G., Sasamori T. (1957). — Numerical Study of water Vapour Transmission. *The Science Reports of Tohoku University,* vol. 8, n° 2, pp. 146-155.

[81] Yamamoto G. (1950). — On nocturnal radiation. *The Science Reports of Tohoku University Geophysik.* vol. 4, n° 1, pp. 9-23.

[82] Yamamoto G. (1952). — On a radiation Chart. *The Science Reports of Tohoku University Geophysik,* vol. 4, n° 1, pp. 9-23.

[83] Yamamoto G. et Onishi G. (1953). — A Chart for the calculation of radiative Temperature Changes. *The Science Reports of the Tohoku University,* vol. 4, n° 3, pp. 108-116.

[84] Yamamoto G. (1958). — Calculation of the absorption of 15 microns Carbon Dioxide Band. *The Science Reports of the Tohoku University. Geophysiks,* vol. 10, pp. 48-57.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté :

« Conversion de l'énergie solaire en énergie électrique ».

Vu et approuvé :
Paris, le 12 juillet 1962.
Le Doyen de la Faculté des Sciences :
Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer,
Le Recteur de l'Académie de Paris :
Jean ROCHE.

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN — GAP

Dépôt légal : 227 - 1964